

VISIT...

LANZAROTE
Caliente.COM

И. Пригожин

КОНЕЦ ОПРЕДЕЛЕННОСТИ

*Время, Хаос
и Новые Законы Природы*



R&C
Dynamics

The End of
CERTAINTY

*Time, Chaos and the
New Laws of Nature*

ILYA PRIGOGINE

In collaboration with Isabelle Stengers

THE FREE PRESS

New York London Toronto Sidney Singapore

1997

Илья Пригожин

КОНЕЦ ОПРЕДЕЛЕННОСТИ

Время, хаос и новые законы природы

Перевод с английского
Ю. А. Данилова

Редакция журнала
«Регулярная и хаотическая динамика»

Ижевск 1999

УДК 530.14

Пригожин И.

Конец определенности. Время, хаос и новые законы природы. — Ижевск: НИЦ «Регулярная и хаотическая динамика». — 2000. 208 стр.

На рубеже веков рассматриваются вопросы будущего науки, в особенности физики и математики. Подход И. Пригожина связан с изучением сложных систем и его применением к реальному миру, познанию всех уровней природы. Книга открывает новый диалог человека с природой.

Адресована широкому кругу читателей.

ISBN 5-93972-016-1

© Пригожин И., 2000

© Перевод на русский язык Ю. А. Данилова, 2000

© НИЦ «Регулярная и хаотическая динамика», 2000

Дизайнер М. В. Ботя
Технический редактор А. В. Широбоков
Компьютерная подготовка: С. В. Высоцкий
О. В. Максимова
Компьютерная графика К. В. Шашенко
Корректор М. А. Ложкина

Лицензия ЛУ № 084 от 03.04.00. Подписано к печати 11.09.00.
Формат 60 × 84¹/₁₆. Печать офсетная. Усл. печ. л. 12,09. Уч. изд. л. 12,71.
Гарнитура Computer Modern Roman. Бумага офсетная № 1.
Тираж 1200 экз. Заказ №

Научно-издательский центр «Регулярная и хаотическая динамика»
426034, г. Ижевск, ул. Университетская, 1.
<http://www.rcd.com.ru>. E-mail: borisov@uni.udm.ru.

Отпечатано в полном соответствии с качеством
предоставленных диапозитивов в ГИПП «Вятка».
610033, г. Киров, ул. Московская, 122.

Содержание

От автора	6
Предупреждение читателям	8
Введение. Новая рациональность?	9
ГЛАВА 1. Дилемма Эпикура	15
ГЛАВА 2. Всего лишь иллюзия?	55
ГЛАВА 3. От случайности к необратимости	69
ГЛАВА 4. Законы хаоса	83
ГЛАВА 5. За пределами законов Ньютона	98
ГЛАВА 6. Единая формулировка квантовой теории	116
ГЛАВА 7. Наш диалог с природой	135
ГЛАВА 8. Предшествует ли время существованию Вселенной?	143
ГЛАВА 9. Узкой тропой	159
Примечания	165
Толковый словарь терминов	179
Предметный указатель	183

От автора

Эта книга имеет несколько необычную историю. Первоначально Изабель Стенгерс и я намеревались перевести на английский язык нашу книгу «Entre le Temps et e'Eternité» [1] («Между временем и вечностью»). К тому времени мы уже подготовили несколько вариантов текста, один из которых был издан на немецком, а другой на русском языке [2]. Но тогда же нам удалось существенно продвинуться в математической формулировке нашего подхода. В результате мы отказались от намерения подготовить английский перевод нашей книги, а вместо этого решили написать новый вариант текста, который недавно был издан на французском языке [3]. Изабель Стенгерс попросила не указывать ее в качестве соавтора нового варианта, а отметить лишь, что она принимала участие в его подготовке. Хотя я счел своим долгом исполнить ее желание, мне хотелось бы подчеркнуть, что без помощи Изабель Стенгерс эта книга не была бы написана. Я чрезвычайно признателен Изабель Стенгерс за помощь.

Эта книга — результат нескольких десятилетий работы моих сотрудников в Брюсселе и Остине. Хотя физические идеи выкристаллизовались довольно давно, облечь их в точные математические формулировки удалось лишь в последние годы [4]. Пользуясь случаем, выражаю свою благодарность моим молодым преисполненным энтузиазмом сотрудникам, которые внесли немалый вклад в формирование того нового подхода к природе времени, который составляет основу этой книги. Я особенно признателен Иоаннису Антониу (Брюссель), Дину Дрибе (Остин), Хироши Хасегаве (Остин), Томио Петроски (Остин) и Шуичи Тасаки (Киото). Я хотел бы также отметить сотрудников моей старой группы в Брюсселе. Именно они заложили те основы, которые сделали возможным последующий прогресс. Выражаю свою признательность Раду Балеску, Мишель де Хаан, Франсуазе Энин, Клоду Жоржу, Алкису Грекосу и Фернану Майне. К сожалению, с нами нет Пьера Резибуа и Леона Розенфельда.

Работа, результаты которой изложены в книге, не могла бы быть выполнена без поддержки ряда организаций. Я хотел бы выразить осо-

бую благодарность Французской общине Бельгии, федеральному правительству Бельгии, Международным Институтам Сольве (Бельгия), Министерству энергетики США, Европейскому Союзу и Фонду Уэлча (Техас).

Английский — не мой родной язык, и я весьма признателен доктору Э. Ч. Джорджу Сударшану и доктору Дину Дрибе (оба из Техасского университета в Остине), а также доктору Дэвиду Лортимеру (Лондон), взявшим на себя труд внимательно прочесть рукопись книги. Я хочу поблагодарить моего французского издателя Одиль Жакоб, побудившую меня к написанию английского варианта этой книги, и моего американского издателя Стивена Морроу, а также Юдит Шаубхут Смит за помощь в подготовке английского издания.

Я глубоко убежден, что мы находимся в важном поворотном пункте истории науки. Мы подошли к концу пути, проложенному Галилеем и Ньютоном, которые нарисовали нам картину детерминистической Вселенной с обратным временем. Ныне мы стали свидетелями эрозии детерминизма и возникновения новой формулировки законов физики.

Илья Пригожин

Предуведомление читателям

При написании этой книги я стремился сделать изложение по возможности удобочитаемым, самодостаточным и доступным пониманию широкого круга читателей. Но поскольку многое из того, о чем идет речь, существенно отличается от традиционных представлений, мне невольно приходится вдаваться в технические детали (особенно в гл. 5 и 6). Несмотря на то, что эта книга явилась итогом нескольких десятилетий исследований, многие вопросы и поныне еще ожидают ответа. Но учитывая конечную продолжительность жизни любого из нас, я счел за благо изложить плоды моих трудов в том виде, в каком они предстают перед нами сегодня. Я приглашаю читателя не на экскурсию в археологический музей, а совершить увлекательное путешествие в мир науки, которая еще находится в стадии становления.

Автор

Введение. Новая рациональность?

В начале этого века Карл Поппер писал в своей работе «Открытая Вселенная: аргумент в пользу индетерминизма»: «С одной стороны, здравый смысл склонен утверждать, что *любое* явление обусловлено теми или иными предшествующими явлениями, и поэтому любое явление может быть объяснено или предсказано ... С другой стороны, здравый смысл наделяет зрелые и находящиеся в своем рассудке человеческие персоны ... способностью свободного выбора между альтернативными возможностями действовать» [1]. Эта «дилемма детерминизма», как ее назвал Уильям Джеймс, тесно связана со смыслом времени [2]. Задано ли будущее или находится в процессе непрерывного построения? В этом вопросе заключена глубокая дилемма для всего человечества, поскольку время — фундаментальное измерение нашего существования. Именно включение времени в концептуальную схему галилеевой функции ознаменовало возникновение современной науки.

Тот же триумф человеческой мысли лежит у истоков основной проблемы, рассмотрению которой посвящена эта книга, — отрицания того, что принято называть *стрелой времени*. Как хорошо известно, Альберт Эйнштейн часто утверждал: «Время — это иллюзия». И действительно, время в том виде, как его описывают фундаментальные законы физики от классической ньютоновской динамики до теории относительности и квантовой физики, не содержит никакого различия между прошлым и будущим. И поныне символ веры многих физиков заключается в убеждении, что на фундаментальном уровне описания природы стрела времени не существует.

Тем не менее повсюду — в химии, геологии, космологии, биологии и гуманитарных науках — прошлое и будущее играют различные роли. Каким образом стрела времени может возникнуть из того, что физика описывает как симметричный во времени мир? В этом состоит *парадокс времени*, одна из центральных проблем, рассматриваемых в этой книге.

Парадокс времени был сформулирован лишь во второй половине XIX в. после того, как венский физик Людвиг Больцман попытался в подражание тому, что Чарльз Дарвин сделал в биологии, создать

эволюционный подход в физике. Долгое время считалось, что законы ньютоновской физики выражают идеал объективного знания. Поскольку из этих законов следовала эквивалентность между прошлым и будущим, любая попытка придать фундаментальное значение стреле времени встречала яростное сопротивление как угроза идеалу объективного знания. Законы Ньютона рассматривались как окончательные в сфере их применения, наподобие того, как многие современные физики считают окончательной квантовую механику — в сфере ее применения. Как же мы можем ввести односторонне направленное время, не разрушая столь поразительные достижения человеческого разума?

Со времен Больцмана стрелу времени принято относить к области феноменологии. Мы, несовершенные в силу своей человеческой природы наблюдатели, несем ответственность за различие между прошлым и будущим, обусловленным теми приближениями, которые мы вносим в наше описание природы. И поныне эту научную «мудрость» разделяют подавляющее большинство ученых. Некоторые специалисты высказывают сожаление по поводу того, что мы якобы стоим перед неразрешимой загадкой и наука бессильна найти ответ. Мы же считаем, что наблюдающийся в последние годы бурный расцвет нелинейной физики и динамики неустойчивых систем, начиная с идеи хаоса, в корне изменил ситуацию.

За последние несколько десятилетий родилась новая наука — *физика неравновесных процессов*, развитие которой привело к возникновению таких новых понятий, как *самоорганизация* и *диссипативные структуры*, повсеместно используемые ныне в широком спектре дисциплин от космологии, химии и биологии до экологии и социальных наук. Физика неравновесных процессов описывает эффекты одностороннего времени и позволяет по-новому интерпретировать термин «необратимость». В прошлом стрела времени появлялась в физике только через такие простые процессы, как диффузия или вязкость, для понимания которых не требовалось выходить за рамки обычной динамики с обратным временем. Теперь перед нами совершенно другая ситуация. Ныне мы знаем, что необратимость приводит к огромному множеству новых явлений — образованию вихрей, химическим колебаниям и лазерному излучению, каждое из которых иллюстрирует *конструктивную* роль стрелы времени. Необратимость стало невозможно отождествлять с «видимостью», или «кажимостью», которая непременно исчезла бы, если бы мы располагали всей полнотой знания. Необратимость, как

мы теперь знаем, приводит к когерентности, к эффектам, охватывающим миллиарды и миллиарды частиц. Фигурально говоря, вещество в состоянии равновесия в отсутствие стрелы времени «слепое», а при наличии стрелы времени обретает способность «видеть». Без новой когерентности, обусловленной необратимыми неравновесными процессами не могла бы возникнуть и жизнь на Земле. Поэтому утверждать, что стрела времени носит «лишь феноменологический», или субъективный, характер, абсурдно. Все мы в действительности дети стрелы времени, эволюции, а не ее родители.

Вторым событием, возымевшим решающее значение в пересмотре понятия времени, стало создание физики неустойчивых систем. Классическая наука всячески подчеркивала порядок и устойчивость. Мы же, наоборот, видим флуктуации, неустойчивость, выбор одной из многих возможностей и ограниченную предсказуемость на всех уровнях наблюдения. Широкое распространение получили такие идеи, как хаос. Они оказывают влияние на наше мышление практически во всех областях науки от космологии до экономики. Как будет показано ниже, ныне мы можем расширить границы классической и квантовой физики и включить в них неустойчивость и хаос. Мы в состоянии получить формулировку законов природы, пригодную для описания нашей эволюционирующей Вселенной, — описания, включающего в себя стрелу времени, так как прошлое и будущее не играют более в нем симметричные роли. В классической картине мира, в которую мы включаем квантовую механику и теорию относительности, законы природы выражают определенность. При заданных подходящих начальных условиях мы можем с определенностью предсказывать будущее или восстанавливать прошлое. Но коль скоро картина мира включает в себя неустойчивость, мы оказываемся в совершенно иной ситуации, и смысл законов природы коренным образом изменяется, ибо теперь они выражают возможности, или вероятности. Говоря так, мы выступаем против одной из фундаментальных традиций западной мысли — веры в определенность. По словам Герда Гигеренцера и других в книге «Империя случайного», «несмотря на все перетрубаии, происшедшие в науке более чем за два тысячелетия, отделяющие Аристотеля от Парижа Клода Бернара, одна установка не подвергалась сомнению: наука занимается изучением причин, а не случая. Кант даже возвел универсальный причинный детерминизм в ранг необходимого условия всего научного знания» [3].

Раздавались голоса и тех, кто мыслил иначе. Великий физик Джеймс Клерк Максвелл говорил о «новой разновидности знания, которая преодолевает предрассудок детерминизма» [4]. Но в целом преваляло мнение, что вероятности характеризуют состояние ума, а не состояния мира. Это мнение сохраняется и поныне, несмотря на то, что квантовая механика поместила статистические понятия в самый центр физики. Но фундаментальный объект квантовой механики — *волновая функция* — удовлетворяет детерминистическому уравнению, обратимому во времени. Чтобы ввести вероятность и необратимость, ортодоксальной формулировке квантовой механики требуется наблюдатель.

Производя свои измерения, наблюдатель привносит необратимость в симметричную во времени Вселенную. Как и в случае с парадоксом времени, мы в определенном смысле несем ответственность за пути, по которым происходит эволюция Вселенной. Именно эта роль наблюдателя, придававшая квантовой механике субъективный оттенок, была главной причиной, удерживавшей Эйнштейна от признания квантовой механики, и именно эта роль порождает и порождает нескончаемые споры.

Роль наблюдателя была необходимым понятием при введении необратимости, или потока времени, в квантовую теорию. Но коль скоро показано, что неустойчивость нарушает симметрию во времени, роль наблюдателя перестает быть существенной. Решив парадокс времени, мы также решаем и квантовый парадокс и получаем новую, реалистическую, формулировку квантовой теории. Но это отнюдь не означает возвращения к классической детерминистической ортодоксии; наоборот, мы выходим за рамки определенности, ассоциируемой с традиционными законами квантовой теории, и подчеркиваем фундаментальную роль вероятностей. И в классической, и в квантовой физике при нашем подходе фундаментальные законы выражают вероятности. Нам необходимы не только *законы*, но и *события*, которые привносят в описание природы элемент радикальной новизны. Эта новизна приводит нас к той «новой разновидности знания», появление которой предвкусывал Максвелл. По мнению Абрагама Де Муавра, одного из основателей классической теории вероятностей, вероятность не может быть ни определенной, ни неопределенной [5]. Как будет показано ниже, теперь мы в состоянии включить вероятности в формулировку фундаментальных законов физики. Коль скоро это сделано, ньютоновский детерминизм утрачивает силу; будущее перестает определяться настоящим, и сим-

метрия между прошлым и будущим нарушается. Такая ситуация ставит перед нами самый трудный из всех вопросов: каковы корни времени? Началось ли время с «Большого Взрыва»? Или время существовало и до возникновения нашей Вселенной?

Эти вопросы переносят нас на передовые рубежи пространства и времени. Подробное объяснение космологических следствий нашего подхода потребовало бы отдельной монографии. Кратко можно сказать, что по нашему мнению Большой Взрыв был событием, связанным с неустойчивостью в той среде, которая породила нашу Вселенную. Большой Взрыв ознаменовал начало нашей Вселенной, но не начало времени. Хотя у нашей Вселенной есть возраст, породившая ее среда возраста не имеет. Время не имеет начала и, по-видимому, не имеет конца.

Но тут мы вступаем в мир догадок и умозрительных построений. Основная цель этой книги — изложить формулировку законов природы в области низких энергий. Это область макроскопической физики, химии и биологии. Именно в этой области реально протекает существование человека.

Проблемы времени и детерминизма оставались в центре западной мысли со времен досократиков. Как можно мыслить творческую деятельность человека или этику в детерминистическом мире?

Этот вопрос отражает глубокое противоречие в западной гуманистической традиции, подчеркивающее важность знания и объективности, а также индивидуальной ответственности и свободы выбора, вытекающих из идеала демократии. Поппер и многие другие философы отмечали, что мы стоим перед неразрешимой проблемой, покуда природа описывается исключительно детерминистической наукой [6]. Рассматривая себя вне мира природы, мы неизбежно приходим к дуализму, принять который современному разуму трудно. Наша цель в этой работе состоит в том, чтобы показать, что это препятствие преодолимо. Если «западный мир страстно жаждет воссоединиться с основой своего бытия», как писал Ричард Тарнас [7], то, возможно, не будет преувеличением сказать, что ныне мы все более приближаемся к предмету нашего страстного желания.

Человечество достигло поворотного пункта — начала новой рациональности, в которой наука более не отождествляется с определенностью, а вероятность — с незнанием. Мы полностью согласны с Айвором Леклерком, когда он утверждает: «В этом веке мы страдаем от разделения естествознания и философии, происшедшего вслед за триум-

фом ньютоновской физики в XVIII веке» [8]. Ту же мысль прекрасно выразил Джекоб Бронковский: «Понимание природы человека и места человека в природе — одна из центральных тем в науке» [9].

В конце XX века нередко задают вопрос о том, каким может быть будущее науки. По мнению некоторых, например Стивена У. Хокинга, автора «Краткой истории времени», мы близки к концу — тому моменту, когда сможем прочесть «что у Бога на уме» [10]. Мы же, наоборот, считаем, что находимся в самом начале новой эры в науке. На наших глазах рождается наука, не ограничиваемая более идеализированными и упрощенными ситуациями, а отражающая всю сложность реального мира, наука, рассматривающая нас и нашу деятельность как неотъемлемую часть фундаментального «тренда» на всех уровнях природы.

ГЛАВА 1

Дилемма Эпикура

I

Управляют ли нашей Вселенной детерминистические законы? Какова природа времени? Эти вопросы были сформулированы досократиками на заре западной рациональности. И ныне, более чем через двадцать пять столетий, эти вопросы все еще остаются без ответа. Новые продвижения в области физики и математики, связанные с хаосом и неустойчивостью, открыли перед нами различные направления исследования. Эти проблемы, относящиеся к самому положению человека в природе, предстают перед нами в новом свете, и это позволяет нам избежать противоречий, с которыми мы сталкивались в прошлом.

Греческий философ Эпикур был первым, кто занялся рассмотрением фундаментальной дилеммы. Ученик Демокрита, Эпикур считал, что мир состоит из атомов и пустоты. Кроме того, по мнению Эпикура, атомы падают в пустоте с одинаковой скоростью по параллельным траекториям. Каким образом они могут тогда сталкиваться? Каким образом могут возникать новые качества, связанные с комбинациями атомов? Для Эпикура проблемы естествознания, умопостигаемости природы, человеческая судьба были тесно взаимосвязаны. Каков мог бы быть смысл человеческой свободы в детерминистическом мире атомов? В «Письме к Менекею» Эпикур говорит об этом: «Наша воля автономна и независима, и ей мы должны воздавать хвалу или ее хулить. Таким образом, чтобы сохранить нашу свободу, было бы лучше придерживаться веры в богов, нежели быть рабами рока физиков: первые дают нам надежду завоевать благоволение божеств с помощью обещаний и жертвоприношений, рок же, наоборот, приносит с собой неизбежную необходимость» [1]. Как современно звучат эти слова! Снова и снова величайшие мыслители западной традиции — Иммануил Кант, Альфред Корт Уайтхед и Мартин Хайдеггер — ощущали необходимость сделать трагический выбор между враждебной человеку наукой или антинауч-

ной философией. Они пытались найти какой-нибудь компромисс, но ни одна из попыток не оказалась удовлетворительной.

Эпикур полагал, что ему удалось найти решение этой дилеммы, которое он назвал специальным термином «клинамен». По словам Лукреция,

« ... уносясь в пустоте, в направлении книзу отвесном,
Собственным весом тела изначальные в некое время
В месте неведомом нам начинают слегка отклоняться,
Так что едва и назвать отклонением это возможно» [2].

Никакого механизма «клинамена» приведено не было. Неудивительно, что «клинамен» всегда рассматривали как некий чуждый, произвольный элемент.

Но нужна ли нам вообще такая новация? По Гераклиту, как его понимает Поппер, «истина заключается в постижении существенного становления природы, т.е. в представлении природы как имплицитно бесконечной, как *процесса в себе*» [3]. Парменид придерживался противоположного взгляда. В своей знаменитой поэме о единственной реальности бытия («О природе»), Парменид утверждал:

« ... И нет и не будет иного,
Сверх бытия ничего» [4].

Небезынтересно отметить, что клинамен Эпикура неоднократно возникает в науке нашего века. В своей классической работе о связи испускания фотонов с переходами между атомными состояниями (1916), Эйнштейн в явной форме выразил свою уверенность в научном детерминизме, хотя и предполагал, что акты испускания фотонов носят вероятностный характер.

Греческая философия была неспособна разрешить дилемму Эпикура. Платон связывал истину с бытием, т.е. с не изменяющейся реальностью, возникающей после становления. Все же он сознавал парадоксальный характер такой позиции, поскольку она низводила на более низкий уровень и жизнь, и мысль. В диалоге «Софист» Платон приходит к заключению, что нам необходимы и бытие, и становление [5].

Со времен Платона эта двойственность была своего рода проклятием западной мысли. Как заметил французский философ Жан Валь, история западной философии, в целом сложившаяся несчастливо, характеризуется беспрестанными колебаниями между представлениями

о мире как об автомате и теологией, в которой Бог правит миром [6]. И та, и другая крайности представляют собой формы детерминизма.

Новый поворот эта дискуссия претерпела в XVIII веке с открытием «законов природы». Самый яркий пример такого рода законов — так называемый второй закон Ньютона, связывающий силу и ускорение, — закон детерминистический и, что еще более важно, обратимый во времени. Если начальные условия известны, то мы можем вычислить как все последующие, так и все предыдущие состояния. Кроме того, прошлое и будущее играют одинаковую роль потому, что закон Ньютона инвариантен относительно обращения времени $t \rightarrow -t$. Это приводит к таким «чудовищам», как демон, рожденный фантазией Пьера Симона де Лапласа и наделенный способностью по текущему состоянию Вселенной предсказывать ее эволюцию в будущем и восстанавливать события прошлого [7].

Как хорошо известно, в XX веке закон Ньютона уступил место квантовой механике и теории относительности. Тем не менее наиболее фундаментальные характеристики закона Ньютона — детерминизм и симметрия во времени — сохранились.

Правда, квантовая механика оперирует не с траекториями, а с волновыми функциями (см. раздел IV этой главы и главу 6), но важно отметить, что основное уравнение квантовой механики — уравнение Шрёдингера — так же, как второй закон Ньютона, детерминистично и обратимо во времени.

С помощью таких уравнений законы природы приводят к определенности. Если начальные условия заданы, то все однозначно определено. Природа выступает в роли автомата, которым мы, по крайней мере в принципе, можем управлять. Новация, выбор и спонтанное действие реальны только с человеческой точки зрения.

Многие историки считают, что существенную роль в таком взгляде на природу сыграл христианский Бог, которого в XVII веке рассматривали как всемогущего законодателя. В этом теология и естествознание той эпохи сошлись во мнении. По словам Готтфрида фон Лейбница, «в наименьшей из субстанций глаза, столь проникающие, как глаза Бога, могли бы прочесть все о ходе вещей во Вселенной, *quae sint, quae fuerint, quae mox futura trahantur*» [которые есть, которые были и которые будут в будущем] [8]. Таким образом, открытие детерминистических законов природы приближает человеческое знание к божественной, атемпоральной точке зрения.

Концепция пассивной природы, подвластной детерминистическим и обратимым во времени законам, весьма характерна для западного мира. В Китае и Японии под природой принято понимать то, «что она есть сама по себе». В своей превосходной книге «Наука и общество на Востоке и Западе» Джозеф Нидэм рассказывает об иронии, с которой просвещенные китайцы встретили сообщение иезуитов о триумфе современной науки [9]. Для них мысль о природе, управляемой простыми познаваемыми законами, была идеальным примером антропоцентрической глупости. Согласно китайской традиции, природа есть спонтанная гармония; говорить же о «законах природы» означало бы подчинять природу какой-то внешней власти.

В письме великому индийскому поэту Рабиндранату Тагору Эйнштейн писал:

«Если бы Луна, совершающая свое вечное обращение вокруг Земли, была наделена самосознанием, то она была бы полностью убеждена в том, что совершает свой путь самостоятельно в соответствии с раз и навсегда принятым решением.

Точно также Существо, наделенное большей проникаемостью и более совершенным интеллектом, наблюдало бы за человеком и его деяниями с улыбкой, потешаясь над иллюзией, будто человек действует, повинуюсь своей собственной свободной воле.

Таково мое убеждение, хотя я вполне сознаю, что оно не вполне доказуемо. Если продумать до самых далеких следствий то, что точно знаешь и досконально понимаешь, то вряд ли найдется человек, который бы не согласился с высказанной точкой зрения, разумеется, при условии, что его любовь к самому себе не заглушит доводы рассудка. Человек стремится защитить себя от того, чтобы его рассматривали как объект, слепо следующий ходу событий во Вселенной. Но должна ли закономерность происходящих событий, все более отчетливо проявляющаяся в неживой природе, прекращать функционировать в деятельности нашего головного мозга?» [10].

Для Эйнштейна такая позиция представлялась единственной совместимой с достижениями науки. Но ныне принять такой вывод нам так же трудно, как Эпикуру. Время — наше фундаментальное экзистенциальное измерение. Начиная с XIX в., философия все больше сосредотачивала внимание на проблеме времени, о чем свидетельствуют работы Георга Вильгельма Гегеля, Эдмунда Гуссерля, Уильяма Джеймса, Анри Бергсона, Мартина Хайдеггера и Альфреда Норта Уайтхеда. Для физиков, например, для Эйнштейна, проблема времени была решена. Для философов она остается центральным вопросом онтологии, лежащим у самого основания смысла человеческого бытия.

В книге «Открытая Вселенная: аргумент в пользу индетерминизма» Поппер писал: «Лапласовский детерминизм, казалось бы, подтверждаемый *prima facie* детерминистическими теориями физики и их необычайным успехом, я считаю наиболее основательным и серьезным препятствием на пути к нашему пониманию и обоснованию природы человеческой свободы, творческой активности и ответственности». Для Поппера «реальность времени и изменения — основная проблема реализма».

В небольшом эссе «Возможное и реальное» Бергсон высказал следующие мысли: «Какую роль играет время? ... Время не позволяет, чтобы все реализовывалось одновременно ... Разве не время — носитель творческого начала и выбора? Разве не существование времени служит доказательством индетерминизма в природе?» [12]. И для Поппера, и для Бергсона нам необходим «индетерминизм». Но каким образом мы выходим за пределы детерминизма? Эта трудность подробно проанализирована в работе Уильяма Джеймса, озаглавленной «Дилемма детерминизма» [13]. Как показывают законы природы, сформулированные Ньютоном, Шрёдингером и Эйнштейном, детерминизм поддается «математизации» в соответствии с четко определенными механизмами. Наоборот, отклонения от детерминизма требуют введения таких антропных понятий, как случайность или акциденция.

Конфликт между обратимой во времени физикой и временицентрированной философией привел к открытому столкновению. Какова же цель науки, если она не может инкорпорировать некоторые из фундаментальных аспектов человеческого опыта? Неприятие науки Хайдеггером хорошо известно. Еще Фридрих Ницше пришел к заключению, что фактов нет, есть только интерпретации. Как показал Джон Р. Серл, постмодернистская философия с ее идеей разрушения бросает вызов западным традициям в том, что касается природы истины, объективности и реальности [14]. Кроме того, роль эволюции, событий, в нашем описании природы постоянно возрастает. Как же мы можем разделять обратимую во времени картину мира физики?

В октябре 1994 г. вышел специальный номер журнала «Scientific American», посвященный «жизни во Вселенной» [15]. На всех уровнях — в космологии, геологии, биологии и человеческом обществе — мы наблюдаем процесс эволюции в отношении неустойчивостей и флуктуаций. Следовательно, мы не можем избежать вопроса: каким образом эволюционные схемы связаны с фундаментальными законами физики?

Этой проблеме посвящена лишь одна статья, написанная известным физиком Стивеном Вайнбергом. В ней говорится следующее: «Стремясь к единой, как нам бы хотелось, картине мира, мы постоянно сталкиваемся с упорно возникающей двойственностью роли наделенной разумом жизни во Вселенной — как субъекта и как наблюдателя... с другой стороны, мы располагаем уравнением Шрёдингера, которое чисто *детерминистическим* способом описывает, как изменяется со временем волновая функция любой системы. Кроме того, совершенно отдельно существует набор принципов, который говорит нам, как использовать волновую функцию для вычисления вероятностей различных возможных исходов, когда некто производит *измерение*» [16].

Наводит ли сказанное на мысль о том, что через производимые нами измерения мы сами оказываемся у истоков космической эволюции? Вайнберг говорит об «упорно возникающей двойственности». Ту же точку зрения мы находим во многих публикациях последних лет, например, в «Краткой истории времени» Стивена У. Хокинга [17]. В ней Хокинг отстаивает чисто геометрическую интерпретацию космологии. Кратко основную мысль Хокинга можно сформулировать так: время — акциденция пространства. Правда, Хокинг сознает, что такой интерпретации недостаточно. Нам необходима стрела времени, которая имела бы непосредственное отношение к интеллектуальной жизни. И Хокинг наряду со многими другими космологами вводит так называемый *антропный принцип*. Однако этот принцип произволен, как был произволен и клинамен Эпикура. Хокинг ничего не говорит о том, каким образом антропный принцип мог бы возникнуть из статичной геометрической Вселенной.

Как мы уже упоминали, Эйнштейн пытался сохранить единство природы, включая человечество, ценой низведения нас до роли автоматов. Таких взглядов придерживался задолго до Эйнштейна Барух Спиноза. Но в том же XVII в. существовал и другой подход, предложенный Рене Декартом и основанный на концепции дуализма: с одной стороны материя, *res extensa*, как ее описывает геометрия, с другой стороны разум, ассоциируемый с *res cogitans* [18]. Так Декарт описал поразительное различие между поведением простых физических систем, например, маятника без трения, и функционированием человеческого мозга. Небезынтересно, что антропный принцип возвращает нас, таким образом, к декартовскому дуализму.

В книге «Новый разум императора» Роджера Пенроуза приводится такая мысль: «Отсутствие в настоящее время понимания фундамен-

тальных законов физики не позволяет нам выразить понятие «разум» в физических или логических терминах» [19]. Мы считаем, что Пенроуз прав: нам действительно необходима новая формулировка фундаментальных законов физики. Эволюционные аспекты природы должны быть выражены в терминах фундаментальных законов физики. Только так мы сможем предложить удовлетворительное решение дилеммы Эпикура. Причины индетерминизма, темпоральной асимметрии следует искать в динамике. Формулировки, не содержащие этих особенностей, неполны, как были бы неполны формулировки физики, игнорирующие гравитацию или электричество.

Вероятность играет существенную роль в большинстве наук — от экономики до генетики. Тем не менее, до сих пор бытует мнение, что вероятность — всего лишь состояние ума. Теперь нам необходимо сделать еще один шаг и показать, каким образом вероятность входит в фундаментальные законы физики, классической или квантовой. Стала возможной новая формулировка законов природы. В результате мы получаем более приемлемое описание, в котором есть место и для законов природы, и для новаций и творческой активности.

В начале этой главы мы упоминали о досократиках. Мы действительно обязаны древним грекам двумя идеалами, которые впоследствии оказали существенное влияние на формирование истории человечества. Первый идеал — познаваемость природы, или, по словам Уайтхеда, «попытка создать непротиворечивую, логическую, необходимую систему общих идей, в терминах которых можно было бы интерпретировать любой элемент нашего опыта» [20]. Второй идеал — демократия, основанная на свободе человека, творческой активности, ответственности. Покуда наука подходила к описанию природы как автомат, эти два идеала находились в противоречивом отношении. Именно это противоречие мы начинаем сейчас постепенно преодолевать.

II

В разделе I мы особо отметили, что проблемы времени и детерминизма образуют своего рода демаркационную линию между наукой и философией, или, иначе говоря, между двумя культурами в смысле Ч. П. Сноу [21]. Но наука — отнюдь не монолитный блок. Действительно, XIX век оставил нам двойное наследие: законы природы, например, закон Ньютона, который описывает обратимую во времени Вселенную, и эволюционное описание, связанное с энтропией.

Энтропия — существенная часть термодинамики, науки, которая занимается изучением необратимых ориентированных во времени процессов. В той или иной степени с этими процессами знаком каждый. Вспомним хотя бы о радиоактивном распаде или вязкости, которая замедляет движение жидкости. В отличие от обратимых во времени процессов, таких, как колебания маятника без трения, в которых будущее и прошлое играют одинаковую роль (будущее, т. е. $+t$, мы можем поменять на прошлое, т. е. на $-t$, и наоборот), необратимые процессы имеют направление во времени. Радиоактивное вещество, приготовленное в прошлом, исчезнет в будущем. Из-за вязкости поток жидкости со временем остановится.

Первичная роль направления времени наглядно проявляется в процессах, которые мы изучаем на макроскопическом уровне, например, в химических реакциях или транспортных процессах. Начнем с химических соединений, обладающих способностью вступать в реакции. Со временем они могут достигать равновесия, и реакция прекращается. Аналогичным образом, мы могли бы начать с неоднородного состояния. В этом случае диффузия стремится гомогенизировать систему. Солнечное излучение возникает в результате необратимых ядерных процессов. Описание экосферы было бы невозможно без учета бесчисленных необратимых процессов, определяющих погоду или климат. В природе встречаются как *обратимые*, так и *необратимые* во времени процессы, но справедливости ради необходимо отметить, что необратимые процессы являются правилом, а обратимые — исключением. Обратимые процессы — удел идеализации. Чтобы маятник мог колебаться обратимо во времени, необходимо пренебречь трением. Такие идеализации сомнительны, так как абсолютной пустоты в природе не существует. Как уже говорилось, обратимые во времени процессы описываются уравнениями движения, инвариантными относительно обращения времени, как в случае второго закона Ньютона в классической механике или уравнения Шредингера в квантовой механике. Но для необратимых процессов нам необходимо описание, которое нарушает симметрию во времени.

Различие между обратимыми и необратимыми процессами вошло в естествознание через понятие энтропии, связанное с так называемым вторым началом термодинамики. Энтропия уже была определена в 1865 г. Рудольфом Юлиусом Клаузиусом (по-гречески «энтропия» означает просто «эволюция») [22]. Согласно второму началу термоди-

намики, необратимые процессы производят энтропию. Обратимые же процессы оставляют энтропию постоянной.

Мы неоднократно будем возвращаться ко второму началу термодинамики, а пока приведем лишь его знаменитую формулировку, предложенную Клаузиусом:

«Энергия мира постоянна.

Энтропия мира возрастает.»

Увеличение энтропии, о котором говорит Клаузиус, обусловлено необратимыми процессами, происходящими во Вселенной. Формулировка второго начала, предложенная Клаузиусом, стала первой формулировкой эволюционной картины мира, основанной на существовании необратимых процессов. Артур Стенли Эддингтон назвал энтропию «стрелой времени» [23]. И все же, если исходить из фундаментальных законов физики, необратимых процессов не должно было бы быть. Мы видим, таким образом, что унаследовали от XIX века два конфликтующих взгляда на природу: обратимую во времени картину мира, основанную на законах динамики, и эволюционную картину мира, основанную на энтропии. Как можно примирить эти конфликтующие взгляды? И сейчас, спустя многие годы, эта проблема все еще остается нерешенной.

Для венского физика Людвиг Больцмана XIX век был веком Чарльза Дарвина, человека, который определил жизнь как результат нескончаемого процесса эволюции и тем самым поместил становление в центр нашего понимания природы. Однако для большинства физиков имя Больцмана ныне ассоциируется со взглядами, прямо противоположными взглядам Дарвина; принято считать, будто Больцман доказал, что необратимость — всего лишь иллюзия. Трагедия Больцмана заключалась в том, что он попытался совершить в физике то, что Дарвину удалось сделать в биологии, и потерпел фиаско.

На первый взгляд сходство между подходами этих двух гигантов XIX века поразительно. Дарвин показал, что если мы начнем с изучения популяций, а не отдельных особей, то сможем понять, как изменчивость отдельных особей под давлением отбора порождает дрейф. Соответственно, Больцман полагал, что мы не можем понять второе начало термодинамики и предсказываемое им спонтанное возрастание энтропии, если будем исходить из индивидуальных динамических траекторий; вместо траекторий необходимо начинать с больших ансамблей частиц, а возрастание энтропии было бы глобальным дрейфом, возникающим в результате многочисленных столкновений между частицами.

В 1872 г. Больцман опубликовал свою знаменитую H -теорему, в которой речь шла о микроскопическом аналоге энтропии — так называемой H -функции [24]. Эта теорема учитывает эффекты от столкновений, которые в каждый момент времени изменяют скорости частиц. Она показывает, что столкновения приводят к установлению распределения скоростей ансамбля частиц, близкого к равновесному (так называемое распределение Максвелла–Больцмана). Когда ансамбль приближается к равновесию, больцмановская H -функция убывает и достигает своего минимума в равновесном состоянии; это минимальное значение означает, что столкновения перестают изменять распределение скоростей. Таким образом, для Больцмана столкновения частиц были тем механизмом, который приводил систему в состояние равновесия.

И Больцман, и Дарвин заменили изучение «индивидуумов» изучением популяций и показали, что небольшие вариации (изменчивость отдельных особей или микроскопических столкновений), происходящие на протяжении длительного периода времени, могут порождать эволюцию на коллективном уровне. (В последующих главах мы еще вернемся к роли популяций.) Подобно тому, как биологическая революция не может быть определена на уровне отдельных особей, поток времени представляет собой глобальное свойство (см. гл. 5 и 6). Но в то время как Дарвин пытался объяснить возникновение новых видов, Больцман описывал эволюцию к состоянию равновесия и однородности. Важно отметить, что судьбы теорий Дарвина и Больцмана сложились по-разному. Дарвиновская теория эволюции, восторжествовавшая несмотря на яростные споры, остается основой нашего понимания феномена жизни. Что же касается больцмановской интерпретации необратимости, то она уступила напору критики, и ее автор был вынужден постепенно отступить. Больцману не удалось исключить возможность «антитермодинамических» вариантов эволюции, в результате которых энтропия могла бы уменьшаться, а неоднородности вместо того, чтобы выравниваться, могли бы спонтанно возрастать.

Ситуация, в которой оказался Больцман, была поистине драматической. Он был убежден в том, что для понимания природы нам необходимо включить в ее описание эволюционные особенности и что необратимость, как она определяется вторым началом термодинамики, была решающим шагом в этом направлении. Но Больцман был также и наследником великой традиции динамики и сознавал, что эта тради-

ция стоит на пути к осуществлению предпринятой им попытки придать стреле времени интерпретацию на микроскопическом уровне.

Большинство современных физиков склоняются к мнению, что Больцману было необходимо сделать выбор между убеждением, которое он разделял, в том, что физика призвана понимать, как происходит становление, и лояльностью ее традиционной роли, выбор особенно болезненный и трудный. То, что предпринятая Больцманом попытка была обречена на неудачу, в наши дни представляется очевидным. Каждый, кто изучал физику, знает, что траектория обратима во времени и поэтому не допускает никакого различия между прошлым и будущим. Как заметил Анри Пуанкаре, объяснения необратимости в терминах траекторий, описывающих обратимые во времени процессы, при всей своей многочисленности следует считать чисто логической ошибкой [25]. Предположим, что мы изменяем на обратный знак скорости всех молекул. После такой операции система вернулась бы в свое «прошлое». Даже если бы энтропия перед обращением скоростей возрастала, после обращения она стала бы убывать. Именно в этом и состоял предложенный Йозефом Лошмидтом парадокс обращения скоростей, из-за которого Больцману не удалось исключить антитермодинамическое поведение систем. Встретившись с ожесточенной критикой, Больцман был вынужден заменить предложенную им микроскопическую интерпретацию второго начала термодинамики *вероятностной* интерпретацией, основанной на тезисе о неполноте информации.

Ясно, что в сложной системе, состоящей из огромного числа молекул (порядка 10^{23} , или числа Авогадро), например, в газе или жидкости, вычислить, как будет вести себя каждая молекула, не представляется возможным. Имея это в виду, Больцман ввел предположение о том, что все микроскопические состояния сложной системы априори равновероятны. Различие может быть связано с макроскопическим состоянием, описываемым температурой, давлением и другими параметрами. Подсчитав число микроскопических состояний, порождающих данное макроскопическое состояние, Больцман определил вероятность каждого макроскопического состояния.

Больцман предложил нам мысленно представить себе, например, какой-нибудь объем, разделенный на два сообщающихся равных по величине отсека. Предположим, что во всем объеме содержится некоторое большое число молекул, которое мы обозначим N . Хотя мы не

в состоянии проследить за траекторией каждой молекулы, мы можем определить число молекул в каждом отсеке, производя измерение какой-нибудь макроскопической величины, например, давления в отсеке. Мы можем также подготовить начало отсчета, или «начальное состояние», как его принято называть у физиков, приняв за него такое, в котором один из двух отсеков почти пуст. Что мы можем ожидать от своих наблюдений? Со временем молекулы «населят» пустой отсек. Действительно, подавляющее большинство всех возможных микросостояний соответствует макроситуации, в которой оба отсека содержат одинаковое число молекул. Эти состояния соответствуют равновесию, т. е. равным значениям давления в обоих отсеках. Коль скоро состояние равновесия достигнуто, молекулы продолжают переходить из одного отсека в другой, но в среднем число молекул, переходящих из левого отсека в правый, равно числу молекул, переходящих из правого отсека в левый. Если не считать небольших случайных флуктуаций, то число молекул в обоих отсеках будет оставаться неизменным во времени, и состояние равновесия сохранится. Но здесь таится уязвимое место в приведенном рассуждении: спонтанное долговременное отклонение от состояния равновесия не становится невозможным, даже если оно, как заключил Больцман, «невероятно».

Больцмановская вероятностная интерпретация усматривает источник наблюдаемой нами необратимости в макроскопическом характере наших наблюдений. Если бы мы могли проследить за движением отдельных молекул, то увидели бы систему, в которой каждая молекула движется по законам ньютоновской физики. А поскольку мы можем описывать только число молекул в каждом отсеке, нам остается только сделать вывод о том, что система эволюционирует к состоянию равновесия. Согласно такой интерпретации, необратимость — не фундаментальный закон природы, а всего лишь следствие приближенного макроскопического характера наших наблюдений.

К парадоксу Йозефа Лшмидта обращения скоростей Эрнст Цермело добавил еще одно критическое замечание в адрес Больцмана [26], сославшись на теорему Пуанкаре о возвращаемости, которая утверждает, что если бы мы могли подождать достаточно долго, то стали бы свидетелями спонтанного возвращения динамической системы в состояние сколь угодно близкое к начальному состоянию. По словам физика Романа Смолуховского, «если бы мы могли продолжать наблюдение неограниченно долго, то все процессы казались бы нам обратимыми» [27].

Сказанное непосредственно применимо к больцмановской модели сосуда с двумя отсеками: по истечении достаточно большого времени первоначально пустой отсек снова окажется пустым. Необратимость — не более чем иллюзия, «кажимость», т. е. лишена какого бы то ни было фундаментального значения.

Но вернемся к ситуации, о которой шла речь в разделе I. Вносимые нами приближения возлагали бы на нас ответственность за эволюционный характер происходящего в мире. Чтобы придать правдоподобие такому аргументу и убедиться в том, что необратимость проистекает от сделанных нами приближений, прежде всего необходимо рассматривать следствия из второго начала термодинамики как нечто тривиальное и самоочевидное. В своей книге «Кварк и ягуар» Мюррей Гелл-Манн пишет следующее:

«Объяснение [необратимости] заключается в том, что гвозди или мелкие монеты могут быть перемешаны бóльшим числом способов, чем рассортированы. Арахисовое масло и желе могут просочиться сквозь упаковку и пропитать друг друга бóльшим числом способов, чем остаться в чистом виде. Молекулы кислорода и азота могут перемешаться бóльшим числом способов, чем быть разделенными. В той мере, в какой действует случай, более вероятно, что замкнутая система, наделенная каким-то порядком, будет двигаться к беспорядку, который предоставляет ей несравненно больше возможностей. Как подсчитать эти возможности? Вся замкнутая система в целом, точно описанная, может существовать в некотором множестве состояний, часто называемых микросостояниями. В квантовой механике под микросостояниями принято понимать возможные квантовые состояния системы. Эти микросостояния подразделяются на категории (иногда называемые макросостояниями) по различным свойствам, различаемым *грубой зернистостью*. Микросостояния, входящие в данное макросостояние, считаются эквивалентными, поэтому существенно лишь их число ...

Энтропия и информация связаны между собой очень тесно. Энтропию можно рассматривать как своего рода меру незнания. Если известно лишь, что система находится в данном макросостоянии, то энтропия этого макросостояния служит мерой нашего незнания того, в каком из микросостояний находится система, — мерой, определяемой путем подсчета числа битов дополнительной информации, необходимой для однозначного определения микросостояния при условии, что все микросостояния, образующие данное макросостояние, равновероятны» [28].

Аналогичные аргументы можно найти в большинстве книг, посвященных стреле времени. Мы считаем такого рода аргументы несостоятельными. Из них следовало бы, что второе начало термодинамики по-

рождено нашим незнанием, вводимой нами грубой зернистостью. Для наблюдателя, располагающего всей полнотой информации, например, для демона, придуманного Лапласом, мир был бы полностью обратим во времени. Мы родители времени, эволюции, а не их дети. Необратимость существует, сколь бы точными не были наши эксперименты. Это означает, что приписывание стрелы времени неполноте информации вряд ли стоит принимать во внимание. Интересно отметить, что еще Макс Планк решительно отвергал использование идеи о неполноте информации для объяснения второго начала термодинамики. В своих «Лекциях по термодинамике» он утверждал следующее:

«Было бы абсурдным полагать, что справедливость второго начала каким-либо образом зависит от искусства физика или химика производить наблюдения или ставить эксперименты. Суть второго начала не имеет ничего общего с экспериментированием; кратко ее можно выразить как утверждение о том, что *в мире существует величина, которая во всех природных процессах изменяется одним и тем же способом*. Утверждение, сформулированное в столь общей форме, может быть истинным или ложным, но каким бы оно ни было, оно таким и останется независимо от того, есть ли на Земле или нет мыслящие и способные производить измерения существа, а если они есть, то независимо от того, умеют они или не умеют измерять детали физических или химических процессов на один, два или на сто десятичных знаков после запятой точнее, чем мы. Ограничение второго начала, если таковое существует, должно лежать в той же области, что и лежащая в основе второго начала идея, выражающая его суть, — в наблюдаемой Природе, а не в Наблюдателе. Тот человеческий опыт, который используется при выводе второго начала, не приводит к каким-либо последствиям ибо в действительности речь идет лишь о том, каким образом мы приходим к открытию закона природы» [29].

Но взгляды Планка не получили распространения. Как мы уже упоминали, большинство ученых рассматривали второе начало термодинамики как результат аппроксимаций, или вторжения субъективных взглядов в точный мир физики. Широкую известность получило высказывание Макса Борна о том, что «необратимость — результат введения незнания в фундаментальные законы физики» [30].

Наша точка зрения заключается в том, что законы физики в их традиционной формулировке описывают идеализированный стабильный мир, совершенно отличный от того нестабильного, эволюционирующего мира, в котором мы живем. Основная причина нашего отказа от тривиализации необратимости состоит в том, что мы не можем более ассоциировать стрелу времени только с увеличением беспорядка. По-

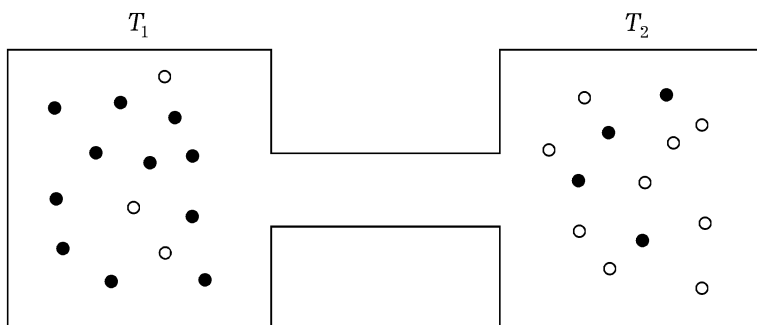


Рис. 1.1. ТЕРМОДИФфуЗИЯ. Из-за различия температур между двумя контейнерами концентрация черных молекул в левом контейнере выше, чем в правом. Это и соответствует термодиффузии.

следние достижения неравновесной физики и химии свидетельствуют об обратном. Они недвусмысленно указывают на то, что стрела времени служит источником *порядка*. Это становится ясно уже в таких простых экспериментах, как опыты с термодиффузией, известной с XIX века. Рассмотрим контейнер, содержащий две компоненты (например, водород и азот). Предположим, что мы нагреваем одну его границу и охлаждаем другую (рис. 1.1).

Такая система эволюционирует к стационарному состоянию, в котором концентрация одной компоненты выше в горячей части контейнера, а концентрация другой выше в холодной части. Энтропия, производимая необратимым потоком тепла, приводит к процессу упорядочения, который был бы невозможен, если его рассматривать в отрыве от потока тепла. Необратимость приводит, таким образом, и к порядку, и к беспорядку.

Конструктивная роль необратимости становится еще более поразительной в сильно неравновесных ситуациях в которых неравновесность приводит к новым формам когерентности. (К неравновесной физике мы вернемся в гл. 2.) Как нам теперь достоверно известно, именно с помощью необратимых процессов, связанных со стрелой времени, природа создает свои наиболее тонкие и сложные структуры. Жизнь возможна только в неравновесном мире. Неравновесность приводит нас к таким понятиям, как самоорганизация и диссипативные структуры (их мы подробнее опишем в гл. 2). В книге «От существующего к возникающе-

му» я уже имел возможность сформулировать следующие заключения по поводу замечательных достижений неравновесной физики и химии за несколько последних десятилетий:

- Необратимые (связанные со стрелой времени) процессы столь же реальны, как обратимые процессы, описываемые фундаментальными законами физики; они не соответствуют каким-либо приближениям, добавляемым к фундаментальным законам.
- Необратимые процессы играют фундаментальную конструктивную роль в природе [31].

Какое влияние оказали эти представления на развитие современной теории динамических систем? Еще Больцман отчетливо сознавал, что в классической динамике не существует ничего аналогичного необратимости; из этого он заключил, что необратимость может быть выведена только из предположений о начальных условиях на ранних стадиях развития нашей Вселенной. Мы можем сохранить наши обычные формулировки динамики; необходимо лишь дополнить их подходящими начальными условиями. С этой точки зрения, первоначально Вселенная была высокоорганизованной и, следовательно, находилась в маловероятном состоянии — гипотеза и поныне разделяемая некоторыми авторами недавно вышедших книг [31]. Те начальные условия, которые превалировали в нашей Вселенной, привели к интересным и большей частью нерешенным проблемам (см. гл. 8), но мы считаем, что ныне выдвинутый Больцманом аргумент нельзя считать обоснованным. Каково бы ни было прошлое, в настоящем существуют два типа процессов: обратимые во времени процессы, к которым с успехом применяется традиционная динамика (примерами обратимых во времени процессов могут служить движение Луны в классической механике или атом водорода — в квантовой механике), и необратимые процессы (например, теплопроводность), в которых асимметрия прошлого и будущего очевидна. Наша цель состоит в создании новой формулировки физики, которая бы независимо от каких бы то ни было космологических соображений объясняла различие между обратимыми и необратимыми процессами. Для неустойчивых термодинамических систем эта цель оказалась достижимой. Нам удалось преодолеть кажущееся противоречие между обратимыми во времени законами динамики и эволюционным взглядом на природу, использующим понятие энтропии. Но не будем забегать вперед.

Почти два столетия назад Жозеф Луи Лагранж определил основанную на законах Ньютона аналитическую механику как раздел математики [33]. В французской научной литературе аналитическую механику часто называют «рациональной механикой». В этом смысле законы Ньютона определяли бы законы «рацио» — разума и выражали бы истину, обладающую абсолютной общностью. Но с появлением теории относительности и квантовой механики мы знаем, что это не так. Ныне существует не менее сильное искушение приписать аналогичный статус абсолютной истины квантовой теории. Например, в книге Гелл-Манна «Кварк и ягуар» утверждается, что «квантовая механика сама по себе не является теорией; это скорее та рамка, в которую надлежит вписать всю современную физическую теорию» [34]. Так ли это? По мнению моего покойного друга Леона Розенфельда, «любая теория основана на физических понятиях, выраженных с помощью математических идеализаций. Последние вводятся, чтобы дать адекватное представление физических явлений. Ни одно физическое понятие не может считаться достаточно определенным, если неизвестна область его применимости» [35].

Именно контуры «области применимости» таких фундаментальных физических понятий, как траектория в классической механике или волновая функция в квантовой теории, мы начинаем сейчас выяснять шаг за шагом. Эти контуры определяются неустойчивостью и хаосом, о которых мы кратко упомянули в разделе I. Коль скоро такие понятия введены, мы приходим к новой формулировке законов природы, основанной не столько на определенности, как в случае детерминистических законов, сколько на *возможности*. Кроме того, в новой, вероятностной, формулировке законов природы нарушается симметрия во времени. Эволюционный характер Вселенной должен отражаться в контексте фундаментальных законов физики. Вспомним идеал познаваемости природы, сформулированный Уайтхедом (см. раздел I): каждый элемент нашего опыта должен быть включен в согласованную систему общих идей. Опираясь на такую переформулировку законов природы, мы можем теперь завершить ту работу, которую более ста лет назад начал Больцман.

Интересно, что необходимость выйти за рамки детерминизма сознавали и выдающиеся математики, например, Эмиль Борель. Он обратил внимание на то, что рассмотрение изолированных систем, например, Луны–Земли, — всегда идеализации, и если мы откажемся от

подобной редукционистской точки зрения, то детерминизм может оказаться несостоятельным [36]. Именно это и подтверждают наши собственные исследования.

III

Каждый из нас в той или иной степени знает различие между устойчивыми и неустойчивыми системами. Рассмотрим, например, маятник. Предположим, что первоначально он находится в состоянии равновесия, в котором его потенциальная энергия минимальна. Если после небольшого возмущения система возвращается в состояние равновесия (рис. 1.2), то такое состояние равновесия называется *устойчивым*. Наоборот, если мы поставим заточенный карандаш на острие, то малейшее возмущение приведет к его отклонению от вертикали вправо или влево и падению. Это — модель *неустойчивого* равновесия.

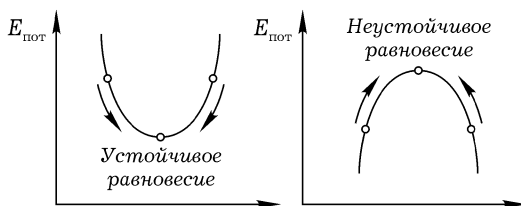


Рис. 1.2. Устойчивое и неустойчивое равновесие.

Между устойчивым и неустойчивым движением существует принципиальное различие. Если не вдаваться в детали, то можно сказать, что устойчивыми динамическими системами называются такие, у которых небольшие изменения начальных условий порождают небольшие эффекты. Но у обширного класса динамических систем небольшие возмущения начальных условий со временем усиливаются. Ярким примером неустойчивого движения могут служить хаотические системы, поскольку у них траектории, задаваемые не совпадающими, хотя и сколь угодно близкими, начальными условиями, со временем экспоненциально расходятся. Это явление известно как «чувствительность к начальным условиям». Классическим примером усиления при хаосе может служить «эффект бабочки» — бабочка, находящаяся где-нибудь

в Амазонии, взмахом своих крылышек может существенно повлиять на погоду в Соединенных Штатах Америки. В дальнейшем (в гл. 3 и 4) мы познакомимся с примерами хаотических систем.

Термин *детерминистический* также прочно вошел в обсуждение хаотических систем. Уравнения движения остаются детерминистическими, как в ньютоновской динамике, даже если какой-то конкретный режим кажется случайным. Открытие важной роли неустойчивости привело к возрождению классической динамики, ранее считавшейся законченной дисциплиной. Действительно, до недавнего времени было принято думать, что все системы, описываемые законами Ньютона, похожи. Разумеется, каждому было известно, что рассчитать траекторию падающего камня проще и легче, чем решить «проблему трех тел», например, рассчитать эволюцию системы, состоящей из Солнца, Земли и Юпитера. Но было принято думать, что все сводится лишь к проблеме вычислений. И только в конце XIX века Пуанкаре показал, что это не так. Проблемы принципиально различны в зависимости от того, устойчива или неустойчива динамическая система.

Мы упомянули выше хаотические системы, но существуют и другие типы неустойчивости, которые также необходимо учитывать при анализе. Опишем сначала чисто качественно, в каком смысле неустойчивость приводит к необходимости обобщения законов динамики. В классической динамике начальное состояние определяется положением (координатами) q и скоростями $\dot{q}$ (или импульсами p)¹. Если они известны, то мы можем, используя законы Ньютона (или любую другую эквивалентную формулировку динамики), определить траекторию. Динамическое состояние мы представляем точкой q_0, p_0 в пространстве, образованном координатами и импульсами. Такое пространство называется *фазовым пространством* (рис. 1.3).

Вместо того, чтобы изучать одну-единственную систему, мы можем также изучать целую популяцию систем — «ансамбль», как принято называть такой набор систем после основополагающих работ Альберта Эйнштейна и Джозаи Уилларда Гиббса, вышедших в начале XX в.

Здесь уместно привести фрагмент из знаменитого предисловия Гиббса к его работе «Основные принципы статистической механики»:

«Можно представить себе большое число систем одинаковой природы, отличающихся друг от друга конфигурациями и скоростями, которыми они

¹Для упрощения мы используем одну букву даже в том случае, когда рассматриваем систему, состоящую из многих частиц.

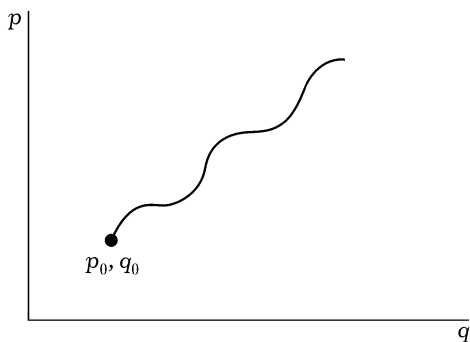


Рис. 1.3. Траектория в фазовом пространстве. Динамическое состояние представлено точкой в фазовом пространстве q, p . Эволюцию во времени описывает траектория, которая исходит из начальной точки q_0, p_0 .

обладают в данный момент, и отличающихся не только бесконечно мало, но может быть и тем, что охватывается каждая возможная комбинация конфигураций и скоростей. При этом мы можем поставить задачу не так, чтобы следить за отдельной системой во всех последовательно проходимых ею конфигурациях, а чтобы определить, как будет распределено полное число систем по различным возможным конфигурациям и скоростям в любой требуемый момент, если такое распределение было задано для какого-либо момента времени ...

Законы термодинамики, установленные эмпирически, выражают приблизительное и вероятное поведение систем, состоящих из большого числа частиц, или, точнее говоря, они выражают законы механики для этих систем так, как они проявляются для существ, которые не обладают достаточно тонким восприятием, позволяющим им оценивать величины порядка тех, что относятся к отдельным частицам, и которые не могут повторять свои эксперименты столь часто, чтобы получать какие-либо результаты, кроме наиболее вероятных» [37].

Используя «ансамблевый» подход, Гиббс ввел в физику популяционную динамику. Ансамбль можно представить в виде облака точек в фазовом пространстве (рис. 1.4). Облако описывается функцией $\rho(q, p, t)$, имеющей простую физическую интерпретацию: это не что иное, как *вероятность* найти изображающую точку системы в момент времени t в небольшой области фазового пространства в окрестности точки q, p . Траектория соответствует тому частному случаю, когда функ-

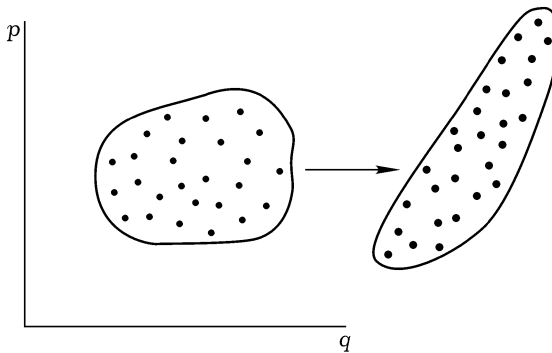


Рис. 1.4. Ансамбли в фазовом пространстве. Ансамбль Гиббса представлен облаком частиц, отличающихся начальными условиями. Форма облака изменяется со временем.

ция ρ равна нулю всюду, кроме точки q_0, p_0 . Такая ситуация описывается особой формулой функции ρ . Функции, обладающие тем свойством, что они равны нулю всюду, кроме одной точки, называются дельта-функциями Дирака и обозначаются $\delta(x)$. Функция $\delta(x - x_0)$ равна нулю всюду, кроме точки $x = x_0$. Следовательно, для одной траектории в момент времени, равный нулю, функция распределения ρ имеет вид $\rho = \delta(q - q_0)\delta(p - p_0)$.¹ В дальнейшем мы еще вернемся к свойствам дельта-функций.

Как заметил со всей определенностью Гиббс, ансамблевый подход был для него всего лишь удобным вычислительным приемом в тех случаях, когда точные начальные условия оказывались недоступными. По мнению Гиббса, вероятности отражали неполноту или полное отсутствие информации. Кроме того, по всеобщему мнению поиск индивидуальных траекторий и распределений вероятностей были эквивалент-

¹При $x = x_0$ функция $\delta(x - x_0)$ обращается в бесконечность. Следовательно, по сравнению с непрерывной функцией, такой, как x или $\sin x$, δ -функция обладает «аномальными» свойствами. Она называется *обобщенной функцией*, или *распределением* (в смысле Лорана Шварца, не путать с распределением вероятности ρ). Обобщенные функции используются в паре с пробными функциями $\varphi(x)$, которые непрерывны, и действуют на последние так, что $\int dx \varphi(x)\delta(x - x_0) = \varphi(x_0)$. Заметим также, что в момент времени t для свободной частицы, движущейся со скоростью p_0/m , вероятность удовлетворяет соотношению $\rho = \delta(p - p_0)\delta(q - q_0 - p_0 t/m)$, так как импульс остается постоянным, а координаты изменяются со временем линейно.

ными проблемами. Считалось, что мы можем начать с индивидуальных траекторий и затем вывести, как изменяются со временем распределения вероятностей, а можем поступить наоборот. Вероятность ρ просто соответствовала суперпозиции траекторий и не приводила ни к каким новым свойствам. При таком подходе два уровня описания — *индивидуальный* уровень (соответствующий отдельным траекториям) и *статистический* уровень (соответствующий ансамблям) — были бы эквивалентны.

Но всегда ли они эквивалентны? Для простых устойчивых систем, где мы не ожидаем никакой необратимости, оба уровня описания действительно эквивалентны. Относительно таких систем Гиббс и Эйнштейн были правы: индивидуальная точка зрения (отдельные траектории) и статистическая точка зрения (вероятности) эквивалентны. В этом нетрудно убедиться, и мы еще вернемся к этому в гл. 5. Но верно ли аналогичное утверждение для неустойчивых систем? Почему все теории, занимающиеся трактовкой необратимых процессов на молекулярном уровне, например, кинетическая теория Больцмана, оперируют с вероятностями, а не с траекториями? Связано ли это с вводимыми нами приближениями, с грубой зернистостью? Как в таком случае мы можем объяснить успех кинетической теории — количественные предсказания многих свойств разреженных газов, таких, как теплопроводность и диффузия, предсказания, полностью подтвержденные экспериментально?

На Пуанкаре успех кинетической теории произвел столь сильное впечатление, что он не удержался от замечания: «Возможно, кинетическая теория газов послужит образцом ... Физические законы примут совершенно новую форму: они обретут *статистический характер*» [38]. Поистине пророческие слова! Совершив отчаянно смелый поступок, Больцман ввел вероятность как эмпирическое понятие. Ныне, более чем сто лет спустя, мы начинаем понимать, каким образом возникают вероятностные понятия, когда мы совершаем переход от динамики к термодинамике. Неустойчивость разрушает эквивалентность между индивидуальным и статистическим уровнями описания. Вероятности обретают внутренний динамический смысл. Осознание этого факта приводит к физике нового типа — физике популяций, или ансамблей, которая и является основной темой этой книги.

Рассмотрим для лучшего понимания упрощенный пример хаоса. Предположим, что в фазовом пространстве, изображенном на рис. 1.4,

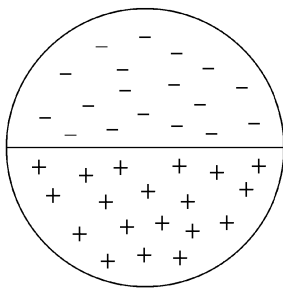


Рис. 1.5. Устойчивая динамическая система. Движения, обозначенные знаками $+$ и $-$, лежат в различных областях фазового пространства.

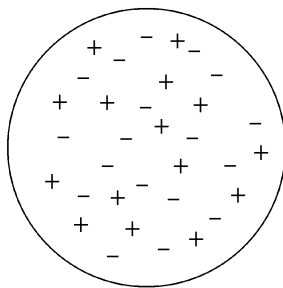


Рис. 1.6. Неустойчивая динамическая система. Каждое движение $+$ окружено движениями $-$, и наоборот.

происходят движения двух типов, которые мы обозначим, соответственно, знаками $+$ или $-$ (движения «вверх» или «вниз»). Возможны два случая, которые представлены на рис. 1.5 и 1.6. На рис. 1.5 в фазовом пространстве имеются две различные области, из которых одна отвечает движению $-$, а другая — движению $+$. Если не считать области вблизи границы, то каждое движение $-$ окружено движениями $-$, а каждое движение $+$ окружено движениями $+$. Этот случай соответствует устойчивой системе: небольшие изменения начальных условий не сказываются сколько-нибудь значительно на окончательном результате.

Иная ситуация изображена на рис. 1.6. Здесь каждое движение $+$ окружено движениями $-$, и наоборот. Небольшое изменение начальных условий усиливается, следовательно, такая система неустойчива. Первое, к чему приводит эта неустойчивость, — траектории становятся *идеализациями*. Мы не можем приготовить индивидуальную траекторию, поскольку это потребовало бы бесконечно большой точности. Для устойчивых систем требование бесконечно большой точности не имело бы никакого значения, но для неустойчивых систем с их чувствительностью к начальным условиям мы можем приготовить только распределения вероятностей, включающие в себя различные типы движения.

Следует ли считать эту трудность чисто практической? Да, если мы примем во внимание, что траектории в случае неустойчивых систем

становятся невычислимыми. Но это еще не все: распределение вероятности позволяет нам включить в рамки динамического описания сложную микроструктуру фазового пространства. Следовательно, описание на вероятностном уровне содержит *дополнительную* информацию, отсутствующую в описании на уровне индивидуальных траекторий. Как будет показано в гл. 4, это приводит к принципиально важным следствиям. На уровне функций распределения ρ мы получаем новое динамическое описание, позволяющее нам предсказывать будущую эволюцию ансамбля, в том числе и характерные временные масштабы. На уровне индивидуальных траекторий такое предсказание невозможно. Эквивалентность индивидуального и статистического уровней нарушается. Мы получаем новые решения для распределения вероятности ρ , которые *несводимы*, поскольку они не применимы к индивидуальным траекториям. Законы хаоса необходимо формулировать на статистическом уровне. Именно это мы имели в виду в предыдущем разделе, когда говорили об обобщении динамики, не представимом на языке индивидуальных траекторий. Возникает ситуация, с которой мы никогда не сталкивались в прошлом. Начальные условия более не точка в фазовом пространстве, а некоторая область фазового пространства, описываемая в начальный момент времени $t = 0$ распределением вероятности ρ . Таким образом, мы приходим к *нелокальному* описанию. Траектории по-прежнему существуют, но становятся исходом некоторого стохастического, вероятностного процесса. Независимо от того, насколько точно удовлетворены наши начальные условия, мы получаем из них различные траектории. Кроме того, как будет показано дальше, нарушается временная симметрия, поскольку в статистическом описании прошлое и будущее играют различные роли. Разумеется, в случае устойчивых систем статистическое описание возвращает нас к обычному описанию на языке детерминистических траекторий.

Почему для того, чтобы прийти к обобщению законов природы, включающему в себя необратимость и вероятность, потребовалось так много времени? Одна из причин носит идеологический характер — желание достичь в нашем описании природы квазибожественной точки зрения. Но была и чисто «техническая» — математическая — проблема. Наши исследования опирались на недавние достижения функционального анализа — области математики, которая вышла на передний план за несколько последних десятилетий. Как мы увидим, наш подход требует расширенного функционального пространства. Речь идет о новом

разделе математики, в котором используются функции с необычными свойствами, которые Бенуа Мандельброт предложил называть фракталами. В понимании законов природы эти фракталы играют решающую роль [39]. Чтобы сохранить идею детерминизма, нам необходима «божественная» точка зрения. Но ни производимые человеком измерения, ни теоретические предсказания не позволяют задавать начальные условия с бесконечно большой точностью.

Интересно поразмыслить над тем, что стало бы с демоном Лапласа в мире детерминистического хаоса. Он не может предсказывать будущее (и восстанавливать прошлое), если начальные данные не известны ему с абсолютной точностью. Только в этом случае он может использовать описание на уровне индивидуальных траекторий. Но существует еще более сильная неустойчивость, которая приводит к разрушению траекторий *при сколь угодно точном задании начальных условий*. Эта форма неустойчивости имеет фундаментальное значение, так как имеет место и в классической, и в квантовой механике.

Наша история в действительности начинается в конце XIX века с работ Анри Пуанкаре. Согласно Пуанкаре, динамическая система характеризуется суммой — кинетическая энергия ее частиц плюс потенциальная энергия, обусловленная их взаимодействием [40]. Простым примером могли бы служить свободные, невзаимодействующие частицы: потенциальная энергия в этом случае отсутствует, и вычисление траекторий тривиально. Такие системы, по определению, интегрируемы. Пуанкаре спрашивает: все ли системы интегрируемы? Можно ли так выбрать подходящие координаты, чтобы исключить потенциальную энергию. Показав, что в общем случае это невозможно, Пуанкаре тем самым доказал, что динамические системы в большинстве своем *неинтегрируемы*.

Стоит остановиться на миг и поразмыслить над заключением, к которому пришел Пуанкаре. Предположим, что Пуанкаре доказал бы, что все динамические системы интегрируемы. Это означало бы, что все динамические системы изоморфны свободным, невзаимодействующим, частицам. В такой динамике не было бы места ни стреле времени, ни самоорганизации, ни даже самой жизни. Интегрируемые системы описывают статичный, детерминистический мир. Пуанкаре не только доказал существование неинтегрируемости, но и указал причину этого: *существование резонансов между степенями свободы*. Как будет подробно показано в гл. 5, каждой моде движения отвечает некоторая частота.

Простейшим примером этого может служить гармонический осциллятор, в котором заданы частица и центральная точка. Частица удерживается силой, пропорциональной расстоянию от нее до центральной точки. Если частицу сместить из центра, то она начнет совершать колебания с определенной частотой. Именно характеристические частоты колебаний приводят нас к понятию резонанса, которое играет главную роль в теореме Пуанкаре.

Все мы в большей или меньшей степени знакомы с понятием резонанса. Если мы растянем пружину (и тем самым выведем ее из положения равновесия), а затем отпустим, то пружина начнет совершать колебания с определенной, характеристической, частотой. Приложим теперь к пружине внешнюю силу, изменяющуюся с частотой, которая может варьироваться. Если две частоты (частота свободных колебаний пружины и частота изменений внешней силы) удовлетворяют какому-нибудь простому числовому соотношению (т.е. если одна частота равна другой или больше ее в два, три, четыре, ... раза), то амплитуда колебаний пружины резко возрастает. То же явление происходит, когда мы играем на каком-нибудь музыкальном инструменте. Мы слышим гармонии. Резонанс «связывает» звуки.

Рассмотрим теперь систему, характеризующуюся двумя частотами. По определению, мы получаем резонанс, если $n\omega_1 + m\omega_2 = 0$, где ω_1 и ω_2 — частоты, а n_1 и n_2 — отличные от нуля целые числа. Это означает, что $\omega_1/\omega_2 = -n_2/n_1$, т.е. отношение частот — рациональное число. Как показал Пуанкаре, в динамике резонансы приводят к появлению членов с «опасными» знаменателями вида $1/(n_1\omega_1 + n_2\omega_2)$. Если наступает резонанс (т.е. если в фазовом пространстве возникают точки, в которых комбинация частот $n_1\omega_1 + n_2\omega_2$ обращается в нуль), то такие члены расходятся, и при попытке вычислить траектории мы наталкиваемся на серьезные препятствия.

Таков источник неинтегрируемости по Пуанкаре. «Проблема малых знаменателей» была известна астрономам еще в XVIII в., но теорема Пуанкаре показала, что та же трудность, которую он назвал «общей проблемой динамики», присуща и подавляющему большинству динамических систем. Но довольно долго важность сделанных Пуанкаре открытий не была оценена по достоинству.

Макс Борн скептически заметил: «Было бы поистине удивительно, если бы Природа укрылась от прогресса за аналитическими трудностями».

ми задачи многих тел» [41]. С трудом верилось, что техническая трудность (расходимости вследствие резонансов) могла изменить концептуальную структуру динамики. Теперь мы видим проблему малых знаменателей в ином свете. Для нас расходимости Пуанкаре не препятствие, а благоприятное обстоятельство. Действительно, мы можем выйти за рамки отрицательного утверждения Пуанкаре и показать, что неинтегрируемость, как и хаос, прокладывает путь к новой, *статистической*, формулировке законов динамики. Понадобилось почти шестьдесят лет после Пуанкаре, прежде чем работы Андрея Николаевича Колмогорова, развитые и продолженные Владимиром Игоревичем Арнольдом и Юргеном Куртом Мозером (так называемая теория КАМ), позволили понять, что неинтегрируемость — не обескураживающее проявление какого-то сопротивления природы прогрессу нашего знания (если воспользоваться словами Борна), а новый исходный путь для построения динамики [42].

Теория КАМ занимается изучением влияния резонансов на траектории. Частоты ω , вообще говоря, зависят от значений динамических переменных, таких, как координаты и импульсы. Следовательно, в различных точках фазового пространства частоты принимают различные значения. В результате в одних точках фазового пространства резонанс наступает, в других — не наступает. В случае хаоса резонансы порождают необычайно сложное поведение системы в фазовом пространстве. Согласно теории КАМ, мы наблюдаем два типа траекторий: «хорошие» детерминистические траектории и «случайные» траектории с резонансами, которые беспорядочно блуждают в областях фазового пространства.

Еще один важный результат теории КАМ заключается в том, что, увеличивая значение энергии, мы увеличиваем области фазового пространства, в которых преобладает случайный характер траекторий. При некоторых критических значениях энергии возникает хаос: мы наблюдаем экспоненциальное разбегание первоначально близких траекторий. Кроме того, в случае полностью развитого хаоса облако точек, порожденное траекторией, приводит к диффузии. Но эта диффузия связана с приближением к равномерному распределению точек в нашем *будущем*. Именно необратимый процесс порождает энтропию (см. разд. I). Хотя мы начали с классической динамики, теперь мы можем наблюдать нарушение временной симметрии. Каким образом это становится воз-

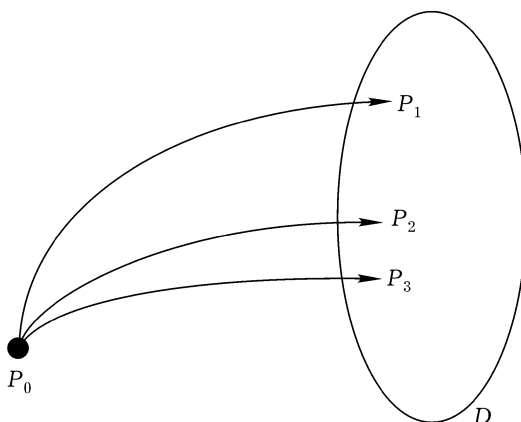


Рис. 1.7. Диффузионное движение. Через время t система из начальной точки P_0 может перейти в любую из точек $P_1, P_2, P_3, \dots$ области D .

можным — основная проблема, которую нам необходимо разрешить, чтобы преодолеть парадокс времени.

Резонансы играют фундаментальную роль в физике. Испускание или поглощение света обусловлены резонансами, поскольку представляют собой приближение к равновесию в системе взаимодействующих частиц. Взаимодействующие поля также приводят к резонансам. Трудно назвать какую-нибудь важную проблему в классической или квантовой физике, в которой резонансы не играли бы важную роль. Но как преодолеть расходимости, связанные с резонансами? В этом направлении удалось достичь кое-каких существенных успехов. Как и в разделе II, необходимо различать индивидуальный уровень описания (траектории) от статистического уровня (ансамбли, описываемые распределением вероятности ρ). На индивидуальном уровне мы имеем расходимости, но от них можно избавиться на статистическом уровне (см. гл. 5 и 6), на котором резонансы устанавливают связи между событиями примерно так, как резонансы связывают звуки. Это приводит к появлению в уравнениях движения новых ньютоновских членов, *несовместимых с описанием на уровне индивидуальных траекторий* и требующих статистического, вероятностного описания. Впрочем, это не удивительно. Резонансы — не локальные события, поскольку они не происходят в данной точке пространства или в данный момент време-

ни. Резонансы влекут за собой нелокальное описание и поэтому не могут быть включены в описание на уровне индивидуальных траекторий, ассоциируемое с ньютоновской динамикой. Как мы увидим, резонансы приводят к *диффузионному* движению. Выбрав в качестве исходной какую-нибудь точку P_0 в фазовом пространстве, мы не можем более достоверно предсказать ее положение P_t по истечении времени t . Кратко то же самое можно сказать иначе: начальная точка P_0 с определенными вероятностями может оказаться во многих точках $P_1, P_2, P_3, \dots$.

На рис. 1.7 начальная точка P_0 с отличной от нуля определенной вероятностью перехода может оказаться в любой точке области D . Такая ситуация аналогична «случайному блужданию», или «броуновскому движению». В простейшем случае случайное блуждание можно проиллюстрировать на примере частицы, совершающей через равные промежутки времени переходы на один шаг вправо или влево по узлам одномерной решетки (рис. 1.8).

На каждом шагу частица с вероятностью $\frac{1}{2}$ переходит в соседний узел слева и с вероятностью $\frac{1}{2}$ — в соседний узел справа. На каждом шагу будущее частицы неопределенно. В этом случае говорить о траекториях невозможно с самого начала. Математически броуновское движение описывается уравнениями типа уравнения диффузии (так называемыми уравнениями Фоккера–Планка). Так как диффузия ориентирована во времени, облако точек, первоначально сосредоточенных вблизи одной и той же исходной точки, со временем расплывается. Одни частицы оказываются дальше от начальной точки, другие — ближе к ней. Весьма примечательно, что уже в классической динамике резонансы приводят к появлению диффузионных членов, иначе говоря, даже в рамках классической механики резонансы вводят неопределенность и тем самым нарушают симметрию во времени.

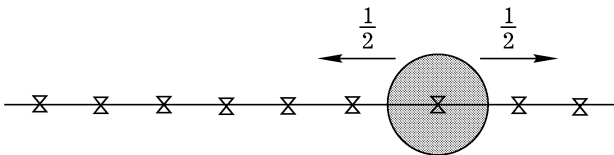


Рис. 1.8. Случайное блуждание. Броуновское движение на одномерной решетке. В каждом узле решетки частица с вероятностью $\frac{1}{2}$ переходит налево и с вероятностью $\frac{1}{2}$ — направо.

В случае интегрируемых систем, у которых диффузионные «вклады» отсутствуют, мы снова приходим к описанию на уровне индивидуальных траекторий, но в целом законы динамики должны формулироваться на уровне распределений вероятности. Таким образом, основной вопрос сводится к следующему: в каких ситуациях можно ожидать, что диффузионные члены станут наблюдаемыми? Когда это происходит, стохастичность становится фундаментальным свойством природы. Сам по себе поставленный нами вопрос затрагивает пределы применимости ньютоновской механики (или квантовой теории, к рассмотрению которой мы приступим в следующей главе) и носит поистине революционный характер. На протяжении столетий траектории считались фундаментальным, основополагающим объектом классической физики. Мы же, напротив, считаем, что в случае резонансных систем понятие траектории имеет ограниченную применимость. К этому вопросу мы неоднократно возвращаемся в гл. 5, а к аналогичной проблеме для квантовой механики — в гл. 6. А пока мы ограничимся ответами, носящими сугубо предварительный характер. Для *переходных* взаимодействий (пучок частиц сталкивается с препятствием и разлетается) диффузионные члены пренебрежимо малы. Но для *незатухающих* взаимодействий (стационарный поток частиц падает на некоторое препятствие) диффузионные члены становятся главными. Обе ситуации мы можем воспроизвести и с помощью компьютерного моделирования, и в реальном мире и тем самым проверить наши предсказания. Результаты экспериментов однозначно указывают на появление диффузионных членов в случае незатухающих взаимодействий и, следовательно, на непригодность описаний на основе ньютоновской механики и ортодоксальной квантовой механики. В обоих случаях мы получаем «несводимые» вероятностные описания, как в детерминистическом хаосе.

Но существует еще одна даже более замечательная ситуация. Макроскопические системы обычно принято определять в так называемом *термодинамическом пределе*, когда и число частиц N , и объем V становятся бесконечно большими. Термодинамический предел мы подробно рассмотрим в гл. 5 и 6. При наблюдении явлений, связанных с термодинамическим пределом, становятся заметными новые свойства вещества.

Покуда мы располагаем всего лишь несколькими частицами, невозможно сказать, образуют ли они жидкость или газ. Состояние вещества, как и фазовые переходы, в конечном счете определяются тер-

модинамическим пределом. Существование фазовых переходов показывает, что, принимая редукционистскую точку зрения, нам необходимо проявлять осторожность. Фазовые переходы соответствуют новым, возникающим свойствам. Говорить о фазовых переходах имеет смысл только на уровне ансамблей, или популяций, а не отдельных частиц. Такое ограничение в какой-то мере аналогично ограничению, связанному с резонансами Пуанкаре. Незатухающие взаимодействия означают, что мы не можем взять часть системы и рассматривать ее в изоляции. Симметрия между прошлым и будущим нарушается на глобальном уровне — на уровне популяций, и наука может установить наличие потока времени. Это позволяет решить давнюю загадку. Необратимость и случайность наиболее заметно проявляют себя в макроскопической физике.

Термодинамика применима к неинтегрируемым системам. Это означает, что мы не можем решить динамическую задачу в терминах траекторий, хотя та же задача вполне решается в терминах вероятностей. Таким образом, как и в случае детерминистического хаоса, новая статистическая формулировка классической механики приводит нас к расширению математических основ. В какой-то мере напрашивается аналогия с общей теорией относительности. Как показал Эйнштейн, чтобы включить в наше описание гравитацию, было необходимо перейти от евклидовой геометрии к римановой. В функциональном анализе аналогичную роль играет так называемое гильбертово пространство, распространяющее евклидову геометрию на ситуации с бесконечно большим числом измерений («функциональное пространство»). Традиционно квантовая и статистическая механики использовали гильбертово пространство. Для получения нашей новой формулировки, пригодной для описания неустойчивых систем и термодинамического предела, нам понадобилось перейти от гильбертова пространства к еще более общим функциональным пространствам. Это обстоятельство мы подробно рассмотрим в гл. 4–6.

С начала XX в. мы привыкли к мысли о необходимости расширять классическую механику, когда рассмотрению подлежат такие микроскопические объекты, как атомы, или элементарные частицы, или астрофизические объекты космических масштабов. Удивительно, что неустойчивость также требует расширения классической механики. Ситуация в квантовой механике, к рассмотрению которой мы сейчас переходим, совершенно аналогична. Неустойчивость, вызываемая резо-

нансами, играет фундаментальную роль в изменении формулировки квантовой теории.

IV

В квантовой механике мы сталкиваемся с весьма странной ситуацией. Как хорошо известно, квантовая теория оказалась необычайно успешной во всех своих предсказаниях. Однако и через шестьдесят лет после ее появления не прекращаются дискуссии относительно смысла квантовой теории и сферы ее применимости. Это беспрецедентный случай в истории науки [43]. Несмотря на все успехи квантовой теории, у большинства физиков она оставляет смутное чувство неудовлетворенности. Ричард Фейнман как-то раз заметил, что никто по-настоящему «не понимает» квантовую теорию.

Основная величина в квантовой теории — волновая функция Ψ . Она играет роль, несколько аналогичную той, которую в классической механике играет траектория. Действительно, основное уравнение квантовой теории — уравнение Шредингера — описывает, как волновая функция эволюционирует во времени. Уравнение Шредингера преобразует волновую функцию $\Psi(t_0)$, заданную в начальный момент времени t_0 , в волновую функцию $\Psi(t)$ в момент времени t точно так же, как траектории в классической механике ведут из одной фазовой точки в другую.

Подобно уравнению Ньютона, уравнение Шредингера детерминистично и обратимо во времени. Кроме того, как и в классической динамике, возникает разрыв («зазор») между динамическим описанием, представляемым квантовой механикой, и эволюционным описанием, связанным с энтропией. В традиционной физике волновую функцию Ψ принято интерпретировать как *амплитуду вероятности*. Это означает, что квадрат $|\Psi|^2 = \Psi\Psi^*$ (волновая функция Ψ имеет действительную и мнимую части; Ψ^* — величина, комплексно-сопряженная относительно Ψ) — вероятность, которую мы снова обозначим ρ . Существуют более общие формы вероятности, которые соответствуют ансамблям, возникающим при суперпозиции различных волновых функций. Они называются смешанными состояниями, или просто смесями, в отличие от чистых состояний, которые получаются из одной волновой функции.

Основное допущение квантовой теории состоит в том, что любая

динамическая задача может быть решена на уровне *амплитуд* вероятности так же, как любую динамическую задачу в классической механике по традиции было принято связывать с динамикой траекторий. Но, как ни странно, чтобы приписать веществу вполне определенные свойства, нам приходится выйти за рамки одних лишь амплитуд вероятностей, — для этого оказываются необходимыми сами вероятности. Чтобы понять, в чем здесь дело, рассмотрим простой пример. Предположим, что энергия может принимать только два значения — E_1 и E_2 . Пусть u_1 и u_2 — соответствующие волновые функции. Рассмотрим их линейную суперпозицию $\Psi = c_1 u_1 + c_2 u_2$. Такая волновая функция «присутствует» на обоих уровнях, система же находится не на уровне 1, не на уровне 2, а в некотором промежуточном состоянии. Измерим энергию, связанную с волновой функцией Ψ . Согласно квантовой механике, мы обнаружим либо величину E_1 , либо величину E_2 с вероятностями, определяемыми квадратами амплитуд вероятностей $|c_1|^2$ и $|c_2|^2$.

Мы начали с одной волновой функции Ψ и тем не менее закончили смесью двух волновых функций u_1 и u_2 . Это часто называется «редукцией», или «коллапсом», волновой функции. Нам необходимо перейти от *потенциальных возможностей*, описываемых волновой функцией Ψ , к *актуальным реальностям*, которые можно измерить. На традиционном языке квантовой теории можно сказать, что мы движемся от чистого состояния (волновой функции) к ансамблю, или смеси. Но как это возможно? Ранее мы уже говорили о том, что уравнение Шредингера преобразует исходную волновую функцию в другую волновую функцию, но не в ансамбль. Такое положение дел нередко называли *квантовым парадоксом*. Предполагалось, что переход от потенциальной возможности к актуальной реальности обусловлен нашими собственными измерениями. Именно эту точку зрения выразил в п. 1 данной главы Стивен Вайнберг. Ее изложение можно встретить и в многочисленных учебниках квантовой механики. Предлагаемое объяснение — того же типа, что и объяснение парадокса времени в классической механике. В случае парадокса времени трудно понять, каким образом производимое человеком действие, например, измерение, можно сделать ответственным за переход от потенциальной возможности к актуальной реальности. Была бы эволюция Вселенной иной, если бы людей не было? Во «Введении» к своей книге «Новая физика: синтез» Пол Ч. У. Девис пишет:

«По сути дела квантовая механика дает нам весьма успешную процедуру для предсказания результатов наблюдений за микросистемами, но стоит нам спросить, что в действительности происходит, когда мы производим наблюдение, как мы получаем нонсенс! Попытки решить этот парадокс варьируются в самых широких пределах — от экзотических идей, например теории многих миров Хью Эверетта, до мистических идей Джона фон Неймана и Юджина Вигнера, апеллирующих к сознанию наблюдателя. После полувековых споров дискуссия по поводу квантового наблюдения не утихает. Проблемы физики очень малого и очень большого отличаются необычайной сложностью, но вполне может быть, что граница, о которой идет речь, — интерфейс между духом и материей — окажется наиболее спорным наследием Новой Физики» [44].

Отмеченный Полом Дэвисом «интерфейс между духом и материей» находится и в самом центре парадокса времени. Если бы стрела времени существовала только потому, что наше человеческое сознание взаимодействовало бы с внешним миром, в остальном управляемым симметричными во времени законами, то само приобретение знания носило бы парадоксальный характер, так как *любое измерение уже подразумевает некий необратимый процесс*. Если мы вообще хотим что-нибудь узнать относительно обратимого во времени объекта, то нам неизбежно придется воспользоваться необратимыми процессами, с которыми связан процесс измерения, будь то на уровне прибора или наших собственных сенсорных механизмов. Так, в классической физике когда мы спрашиваем, каким образом можно понять «наблюдение» в рамках фундаментальных обратимых во времени законов, мы получаем «нонсенс», если воспользоваться словечком Дэвиса. В классической физике такое «вторжение» необратимости воспринималось как небольшая проблема. Великие достижения классической динамики не оставляли сомнения в том, что она носит объективный характер. Совершенно иная ситуация сложилась в квантовой теории. Здесь необходимость включения измерения в наше фундаментальное описание природы в явном виде утверждается в самой структуре теории. Таким образом, мы как бы обретаем несводимую двойственность: с одной стороны обратимое во времени уравнение Шредингера, с другой — коллапс волновой функции.

На такую двойственную природу квантовой механики неоднократно обращал внимание великий физик Вольфганг Паули. В письме к Марксу Фирцу он писал в 1947 г.: «Нечто реальное происходит, только

когда производится наблюдение, в связи с чем ... энтропия непременно возрастает. Между наблюдениями вообще ничего не происходит» [45]. Между тем бумага, на которой мы пишем, стареет и становится желтой независимо от того, наблюдаем мы за ней или не наблюдаем.

Как можно разрешить этот парадокс? Помимо самых крайних позиций, о которых упоминает Дэвис, включая «копенгагенскую интерпретацию» Нильса Бора¹, было выдвинуто множество других предложений. Бор пришел к заключению, что измерительный прибор надлежит трактовать классически. Дело обстоит так, как если бы мы, принадлежащие к макромиру, нуждались в посреднике для общения с микромиром подобно тому, как в религии для общения с *потусторонним* (другим) миром нам нужен священник или шаман.

Впрочем, все это вряд ли способствует решению проблемы, поскольку копенгагенская интерпретация не приводит к какому-либо «рецепту», позволяющему отличить физические системы, которые мы могли бы использовать в качестве измерительных устройств. Бор избегает ответа на фундаментальный вопрос: какого рода динамические процессы ответственны за коллапс волновой функции? Леон Розенфельд, один из ближайших сотрудников Бора, ясно и четко сознавал ограничения копенгагенской интерпретации. Он считал ее лишь первым шагом, следующий за которым был должен привести к динамической интерпретации роли измерительного прибора. Разделяемая Розенфельдом точка зрения привела его к ряду совместных с нашей исследовательской группой публикаций, предвосхитивших наш подход, сложившийся в последние годы [46].

Другие физики предложили идентифицировать измерительный прибор с некоторым «макроскопическим» устройством. В их умах представление о таком устройстве ассоциировалось с приближениями. По практическим причинам мы неспособны измерять квантовые свойства аппарата. Кроме того, часто высказывались предложения рассматривать измерительный прибор как «открытую» квантовую систему, связанную со всем миром [47]. Случайные возмущения и флуктуации, поступающие из окружающей среды, должны были бы отвечать за нашу способность производить измерения. Но что понимать под «окружающей средой»? Введение этого понятия — не что иное, как модифициро-

¹Мы настоятельно рекомендуем «Квантовую физику» Раэ и «Концептуальные основы квантовой механики» А. Шимони в книге Пола Дэвиса «Новая Физика».

ванная версия идеи, высказанной фон Нейманом, по мнению которого коллапс волновой функции создаем мы сами своими действиями и наблюдениями.

На необходимость исключить субъективный элемент, связанный с наблюдателем, обращает внимание Джон Белл в своей великолепной книге «Изрекаемое и неизрекаемое в квантовой механике» [48]. Важные соображения на ту же тему высказали в своей недавней работе Мюррей Гелл-Манн и Джеймс Б. Хартл, которые отметили, что апелляция к наблюдателю становится еще более неопределенной в связи с космологией [49]. Кто производит измерения Вселенной? Разумеется, мы не можем вдаваться в подробное обсуждение предлагаемого ими подхода, однако краткое обсуждение их последних результатов будет вполне уместно.

Гелл-Манн и другие исследователи ввели грубозернистое описание квантовомеханических историй Вселенной, которое трансформирует структуру квантовой механики — от теории амплитуд вероятностей к теории самих вероятностей. В качестве примера рассмотрим снова волновую функцию $\Psi = c_1 u_1 + c_2 u_2$, полученную в результате суперпозиции волновых функций u_1 и u_2 . Взяв квадрат функции Ψ (для упрощения предположим, что функция Ψ принимает действительные значения), получим: $\Psi^2 = c_1^2 u_1^2 + c_2^2 u_2^2 + 2c_1 c_2 u_1 u_2$. Предположим, что удвоенным произведением волновых функций (так называемым «интерференционным членом») можно пренебречь. Вместе с ним исчезает и вся загадка квантовой теории: вероятность Ψ^2 равна «просто» сумме вероятностей. Отпадает необходимость говорить о переходе от потенциальной возможности к актуальной реальности, и мы обретаем возможность оперировать непосредственно с вероятностями. Но как такое возможно? Интерференционные члены играют центральную роль во многих приложениях квантовой теории. Тем не менее подавление интерференционного члена есть именно то, что предлагают Гелл-Манн и его коллеги. Почему в таком случае в одних ситуациях нам требуются точные, мелкозернистые квантовые описания, включающие интерференцию, а в других ситуациях — грубозернистые описания, подавляющие интерференцию? И еще один вопрос: кто, собственно, создает грубозернистость? Разумно ли вообще обсуждать решение фундаментальных проблем в терминах *приближений*? Как это согласуется с утверждением Гелл-Манна, приведенным в п. II, о том, что квантовая механика — основа, в которую должны вписываться все теории?

Другие исследователи, работающие в той же области, надеются разрешить загадку квантовой механики путем обращения к клинамену Эпикура в какой-нибудь из его современных форм. Действительно, Джанкарло Жирарди, Эмануэль Римини и Туллио Вебер предполагают, что в какой-то момент времени по некоторой неизвестной причине происходит спонтанный коллапс волновой функции [50]. Здесь в рассмотрение входит понятие случайности, но без сколько-нибудь глубокого обоснования, как *deus ex machina*. Но почему новый клинамен применим к одним ситуациям и неприменим к другим?

Особенно неудовлетворительно во всех этих попытках прояснить концептуальные основы квантовой теории то, что они не позволяют сделать какие-либо новые предсказания, которые можно было бы реально проверить.

Заключение, к которому пришли мы сами, совпадает с заключением многих других специалистов, например, Абнера Шимони в США и Бернара д'Эспанья во Франции [51]. По их мнению необходимы радикальные инновации, которые сохранили бы все достижения квантовой механики, но исключили бы трудности, связанные с двойственной структурой теории. Следует подчеркнуть, что проблема измерений не изолирована. Как отмечал Леон Розенфельд, измерение связано с необратимостью. Но в квантовой механике нет места необратимым процессам, участвуют ли они в измерении или нет. Трудность введения необратимости в квантовую теорию была установлена (в контексте эргодической теории) несколько десятилетий назад фон Нейманом, Паули и Фирцем [52]. Как и в классической механике, они пытались решить проблему с помощью грубой зернистости, но предпринятые ими попытки остались безуспешными. Возможно, именно это обстоятельство стало причиной, по которой фон Нейман в конце концов принял дуалистическую формулировку: с одной стороны, уравнение Шредингера, с другой — коллапс волновой функции [53]. Такую формулировку вряд ли можно признать удовлетворительной, если коллапс не описывается в динамических терминах. Именно такого динамического описания удастся достичь в рамках предлагаемой нами теории. И на этот раз центральную роль также играет неустойчивость. Но представление о детерминистическом хаосе с его экспоненциально разбегающимися траекториями в данном случае неприменимо: в квантовой механике нет траекторий. Следовательно, неустойчивость необходимо рассматривать в терминах резонансов Пуанкаре.

Мы можем включать резонансы Пуанкаре в статистическое описание и выводить диффузионные члены, лежащие за рамками квантовой механики, оперирующей с волновыми функциями. В основе нового описания — уровень вероятности ρ (называемой в квантовой механике матрицей плотности; см. гл. 6), а не волновые функции. Через резонансы Пуанкаре мы достигаем перехода от амплитуд вероятностей к собственно вероятности без каких-либо обращений к любым нединамическим допущениям.

Как и в классической динамике, основным остается вопрос: когда диффузионные члены становятся наблюдаемыми? Каковы пределы применимости традиционной квантовой теории? Ответ на этот вопрос аналогичен ответу на такой же вопрос в классической динамике (см. п. III). Кратко он сводится к тому, что диффузионные члены становятся доминирующими в случае *незатухающих* взаимодействий (см. гл. 7). Как и в случае классической механики, это предсказание было подвергнуто проверке с помощью численного моделирования. Только выйдя за рамки редукционистского описания, мы можем дать реалистическую интерпретацию квантовой теории. Коллапса волновой функции нет, поскольку динамические законы теперь находятся на уровне матрицы плотности ρ , а не волновых функций Ψ . Кроме того, наблюдатель не играет теперь никакой особой роли. Измерительное устройство должно быть связано с нарушением симметрии во времени. Для таких систем существует выделенное направление времени точно так же, как выделенное направление времени существует в нашем восприятии времени. Именно эта *общая* стрела времени служит необходимым условием нашей коммуникации с физическим миром; именно она служит основой нашей коммуникации с другими человеческими существами.

Таким образом, неустойчивость играет центральную роль и в классической, и в квантовой механике и как таковая обязывает нас расширить границы применимости обеих дисциплин. Выполняя эту задачу, мы вынуждены выйти за пределы области простых интегрируемых систем. Возможность единой формулировки квантовой теории особенно привлекательна потому, что эта проблема горячо обсуждалась на протяжении последних десятилетий, но еще более неожиданна необходимость расширения классической теории. Мы отдаем себе отчет в том, что это означает разрыв с рациональной традицией, восходящей к самым основам западной науки в том виде, как ее понимали Галилей и Ньютон. Не является просто совпадением то обстоятельство,

во, что применение новейших математических методов к неустойчивым системам приводит в точности к тем обобщениям классической и квантовой теорий, о которых пойдет речь в данной книге. Именно эти обобщения позволяют нам включить описание эволюционных характеристик нашей Вселенной, основанное на вероятностном описании природы. В своей недавней статье И. Бернард Коэн говорил о вероятностной революции как о революции в приложениях. По словам Коэна, «даже если в период 1800–1930 гг. не произошло одной революции в области теории вероятности, имеются веские основания утверждать о том, что в этот период происходила *революция, способствующая повсеместному внедрению вероятностных идей*, т. е. подлинная революция с фантастическими последствиями, связанная с введением вероятности и статистики в области, которые в результате претерпели поистине революционные изменения» [54]. Такая «революция, способствующая повсеместному внедрению вероятностных идей», продолжается и поныне.

V

Мы подходим к завершению первой главы. Мы начали с Эпикура и Лукреция и изобретенного ими клинамена, позволявшего объяснить появление новаций. Ныне, спустя две с половиной тысячи лет, мы можем, наконец, придать точный физический смысл этому понятию, корни которого уходят в неустойчивости, идентифицированные современной теорией динамических систем. Если бы мир состоял из устойчивых динамических систем, то он радикально отличался от того мира, который мы наблюдаем вокруг. Это был бы статичный, предсказуемый мир, но делать какие-либо предсказания было бы просто излишне. В том мире, в котором мы живем, флуктуации, бифуркации и неустойчивости встречаются на всех уровнях. Устойчивые системы, порождающие определенность, соответствуют только идеализациям, или аппроксимациям. Интересно отметить, что Пуанкаре предвосхитил подобное положение вещей. Обсуждая начала термодинамики, он писал:

«Начала термодинамики могут иметь только один смысл, состоящий в том, что существует некое свойство, общее для всех возможностей; но если принять детерминистическую гипотезу, то возникает только одна возможность, и начала термодинамики утрачивают всякий смысл. С другой стороны, если принять индетерминистическую гипотезу, то эти начала имели бы смысл, даже если принимать их за абсолютную истину; они стали бы ограни-

чением на свободу. Но эти слова напоминают мне, что я деградирую и дошел до точки, за которой могу покинуть области математики и физики» [55].

Ныне мы не боимся «индетерминистической гипотезы». Это естественный результат современной теории неустойчивости и хаоса. Коль скоро у нас есть стрела времени, сразу же становятся понятными две основные характеристики природы: ее единство и разнообразие. Единство — потому, что стрела времени общая для всех частей нашего мира (ваше будущее — это и мое будущее; будущее Солнца — это и будущее любой из звезд); разнообразие — потому, что, как в комнате, где я пишу эти строки, есть воздух, смесь газов, более или менее достигшая теплового равновесия и находящаяся в состоянии молекулярного беспорядка, и есть прекрасные цветы, поставленные в вазу моей женой, — объекты, далекие от равновесия, высоко организованные благодаря временным необратимым неравновесным процессам. Никакая формулировка законов природы, не учитывающая конструктивную роль времени, не может считаться удовлетворительной.

ГЛАВА 2

Всего лишь иллюзия?

I

Результаты, изложенные в этой книге, созревали медленно. Ныне прошло более пятидесяти лет с тех пор, как я опубликовал свою первую работу по неравновесной термодинамике, в которой обратил внимание на конструктивную роль необратимости [1]. Насколько мне известно, это была первая работа, посвященная самоорганизации, рассматриваемой в зависимости от степени удаления от состояния равновесия. Ныне, по прошествии стольких лет, я часто удивляюсь и не могу понять, почему проблема времени так захватила меня и почему для того, чтобы установить ее связь с динамикой, потребовалось так много времени. Рассматривать здесь историю термодинамики и статистической механики на протяжении последнего полувека было бы неуместно, поэтому я хочу только объяснить те мотивы, которыми руководствовался, и указать некоторые трудности, встретившиеся на моем пути.

Я всегда рассматривал естествознание как диалог с природой. И как в настоящем диалоге, ответы часто неожиданны, а иногда и поразительны.

В юности я увлекался археологией, философией и особенно музыкой. Моя мать говорила, что читать ноты я научился раньше, чем книги. Поступив в университет, я больше времени проводил за фортепьяно, чем в аудиториях. Во всех предметах, которые мне нравились, время играло особую роль, шла ли речь о постепенном возникновении цивилизаций, этических проблемах, связанных со свободой человека, и временной организацией звуков в музыке. Затем над миром нависла угроза войны. Карьера в области фундаментальных наук сулила более надежные перспективы, и я приступил к изучению физики и химии в Свободном университете Брюсселя.

Я часто спрашивал своих учителей о смысле времени, но их ответы были весьма противоречивы. Для философов смысл времени был одной из труднейших проблем, тесно связанных с этикой и самой природой

человеческого бытия. Физики находили мой вопрос несколько наивным, поскольку, по их мнению, ответ на него был дан еще Ньютоном и впоследствии уточнен Эйнштейном. Такие ответы вызывали у меня одновременно и изумление, и разочарование. В естественных науках время было принято рассматривать лишь как геометрический параметр. В 1796 г., более чем за столетие до Альберта Эйнштейна и Германа Минковского, Жозеф Луи Лагранж назвал динамику «четырёхмерной геометрией» [2]. Эйнштейн как бы развил мысль Лагранжа, заметив, что «время [ассоциируемое с необратимостью] — всего лишь иллюзия». Моя научная подготовка не позволяла мне принять эти высказывания. Тем не менее традиция опространствованного времени во многом еще жива и поныне, о чем свидетельствуют работы таких ученых, как Стивен У. Хокинг [3]. В своей книге «Краткая история времени» Хокинг вводит «мнимое время», чтобы исключить всякое различие между пространством и временем, — понятие, которое мы более глубоко проанализируем в гл. 8.

Я заведомо не первый, кто почувствовал, что опространствование времени несовместимо ни с эволюционирующей Вселенной, которую мы наблюдаем вокруг нас, ни с нашим собственным человеческим опытом. Именно эта мысль стала исходным пунктом для французского философа Анри Бергсона, для которого «время — либо измышление [человека], либо вообще ничто» [4]. В гл. 1 я упоминал одну из более поздних работ Бергсона «Возможное и реальное», опубликованную по случаю присуждения ему Нобелевской премии в 1930 г. В этой статье Бергсон выразил свое ощущение, что человеческое существование состоит из «непрерывного сотворения непредсказуемой инновации», и в заключение замечает, что время доказывает существование *индетерминизма* в природе [5]. Мир вокруг нас — лишь один из нескольких возможных миров. Бергсон был бы весьма удивлен, если бы ему довелось прочитывать цитату Анри Пуанкаре, приведенную нами в конце гл. 1 [6]. Впрочем, нельзя не отметить, что заключения, к которым приходят Бергсон и Пуанкаре, созвучны. Я также неоднократно приводил цитату из книги «Процесс и реальность» Альфреда Норта Уайтхеда, по мнению которого высшая цель состояла в поиске компромисса между перманентностью и изменением, в постижении существования как процесса. Согласно Уайтхеду, классическая наука, зародившаяся в XVII веке, была примером «не там» усмотренной конкретности, неспособной представить креативность как основное свойство природы, «в силу которого

реальный мир обретает присущий ему характер временного перехода к инновации». Ясно, что предложенная Уайтхедом концепция реального мира была не совместима с любым детерминистическим описанием [7].

Я мог бы продолжить цитирование, сославшись на Мартина Хайдеггера и других авторов, в том числе Артура Стенли Эддингтона, который писал: «В любой попытке навести мосты между областями опыта, принадлежащими к духовной и физической сторонам нашей природы, время занимало ключевую позицию» [8]. Но вместо того, чтобы наводить упомянутые Эддингтоном мосты, время оставалось спорным пунктом — от досократиков до современности. Как уже упоминалось, в классической науке проблема времени была решена Ньютоном и Эйнштейном, но для большинства философов предложенное ими решение было неполным. По мнению философов, необходимо было обратиться к метафизике.

Лично я придерживаюсь совершенно иного мнения. Отказ от естествознания представляется мне слишком высокой ценой. В конце концов именно естествознание породило единственный в своем роде плодотворный диалог человека и природы. Возможно, классическая наука действительно низвела время до роли геометрического параметра, поскольку занималась решением только простых задач. Если имеешь дело, например, с маятником без трения, то расширять понятие времени действительно нет необходимости. Но как только естествознание стало изучать сложные системы, ему понадобилось модифицировать свой подход к времени. В этой связи на ум часто приходит сравнение с архитектурой. Между иранским кирпичом V в. до н.э. и неоготическим кирпичом XIX в. нет особого различия, но возведенные из них сооружения — дворцы Персеполиса и неоготические церкви — являют разительный контраст. Время становится «возникающим» свойством. Но каковы могли бы быть корни времени? После размышления я пришел к заключению, что макроскопическая необратимость представляет собой проявление случайного характера вероятностных процессов, происходящих в микроскопических масштабах. Каково же происхождение этой случайности?

Будет вполне естественно, если после этих предварительных замечаний я вернусь к термодинамике, в особенности если принять во внимание, что в ту пору, когда я делал первые шаги в науке, в Брюсселе уже существовала вполне сложившаяся школа в области термодинамики, основанная Теофилом Де Донде (1870–1957).

II

В гл. 1 мы упоминали о классической формулировке второго начала термодинамики, предложенной Клаузиусом. Второе начало термодинамики основано на некотором неравенстве: энтропия S любой изолированной системы монотонно возрастает до тех пор, пока в состоянии термодинамического равновесия не достигает максимального значения. Таким образом, изменение энтропии со временем удовлетворяет неравенству $dS \geq 0$. Как обобщить это утверждение на системы, которые не изолированы, а обмениваются с внешним миром веществом и энергией? Для этого в изменении энтропии dS необходимо различать два члена: первый член $d_e S$ описывает перенос энтропии через границы системы, второй член $d_i S$ описывает энтропию, производимую внутри системы. В итоге мы получаем: $dS = d_e S + d_i S$. Второе начало термодинамики можно теперь сформулировать как утверждение о том, что при любых граничных условиях производство энтропии положительно, т.е. $d_i S \geq 0$. *Необратимые процессы создают энтропию*. Де Донде пошел даже еще дальше: он выразил производство энтропии в единицу времени $P = \frac{d_i S}{dt}$ через скорости различных необратимых процессов (скорости химических реакций, диффузии и т.д.) и термодинамические силы. В действительности Де Донде рассматривал только химические реакции, но дальнейшее обобщение не составляет особого труда [9].

Самому Де Донде удалось продвинуться по намеченному пути не очень далеко. Он рассматривал в основном равновесие и состояния, близкие к равновесному. Но при всей ограниченности работы Де Донде ознаменовали важный этап в развитии неравновесной термодинамики, несмотря на то, что на протяжении долгого времени казалось, будто этот путь не ведет никуда. Я хорошо помню, с какой враждебностью были встречены работы Де Донде. Подавляющее большинство ученых склонялось к мнению, что термодинамика должна ограничиваться изучением *строго* равновесных состояний и процессов.

Такого мнения придерживались, в частности, Джозайд Уиллард Гиббс и Гильберт Н. Льюис, самый известный специалист по термодинамике своего времени. С их точки зрения, необратимость, связанная с однонаправленным временем, должна была быть преданной анафеме. Льюис пошел еще дальше и в одной из своих работ заметил: «Мы уви-

дим, что физику почти повсеместно удалось очистить свою науку от односторонне текущего времени ... , чуждого идеалам физики» [10].

Эту враждебность я ощутил на себе, когда в 1946 г. организовал первую Конференцию по статистической механике и термодинамике под эгидой Международного союза чистой и прикладной физики (IUPAP). С тех пор такие конференции проводятся на регулярной основе и собирают множество участников, но тогда мы составляли небольшую группу человек в тридцать или сорок. После того как я выступил с докладом по термодинамике необратимых процессов, самый крупный специалист по традиционной, обратимой, термодинамике заметил: «Я удивлен, что этот молодой человек проявляет столь большой интерес к неравновесной физике. Необратимые процессы носят переходный характер. Почему бы ему не подождать, пока не установится равновесие, и не заняться изучением равновесного состояния, как это делают другие?». Я был настолько поражен этой репликой, что не нашелся ответить: «Все мы находимся в переходном состоянии. Разве не естественно проявлять интерес к состоянию, в котором пребываем мы все?»

На протяжении всей моей жизни мне приходилось неоднократно сталкиваться с враждебным отношением к понятию однонаправленного времени. До сих пор еще господствует мнение о том, что термодинамика как научная дисциплина должна ограничиваться равновесным состоянием. В гл. 1 я упомянул о попытках низвести второе начало термодинамики до уровня банального утверждения, во многом отражающих кредо ряда известных физиков. Я не перестаю этому удивляться. Всюду вокруг нас возникают структуры, свидетельствующие о «креативности природы», если воспользоваться выражением Уайтхеда. Я всегда чувствовал, что эта креативность должна быть каким-то образом связана с удаленностью от равновесного состояния и тем самым быть результатом неравновесных процессов.

Сравним, например, кристалл и город. Кристалл — структура равновесная, которая может сохраняться и в вакууме, но если мы изолируем город, то он умрет потому, что его структура зависит от его функционирования. Функция и структура неразделимы в том, что структура выражает взаимодействия города с окружающей средой.

В своей прекрасной книге «Что такое жизнь?» Эрвин Шредингер рассматривает метаболизм живого организма с точки зрения производства энтропии и потока энтропии. Если организм находится в стационарном состоянии, то его энтропия остается неизменной во време-

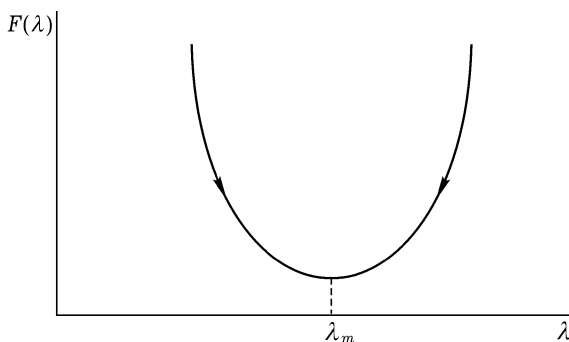


Рис. 2.1. Минимум свободной энергии F . Свободная энергия достигает минимума в состоянии равновесия ($\lambda = \lambda_m$).

ни, и поэтому $dS = 0$. В результате производство энтропии $d_i S$ компенсируется потоком энтропии $d_i S + d_e S = 0$, или $d_e S = -d_i S < 0$. Жизнь, заключает Шредингер, питается «потоком отрицательной энтропии» [11]. Однако более важно, что жизнь связана с производством энтропии и, следовательно, с необратимыми процессами.

Но как возникает структура, будь то структура живых существ или городов, в неравновесных условиях? Как и в динамике, существенную роль здесь играет проблема *устойчивости*. Если система изолирована, то в состоянии термодинамического равновесия энтропия достигает максимального значения. С аналогичной ситуацией мы встречаемся и в том случае, если система поддерживается при постоянной температуре T . Мы вводим тогда «свободную энергию» $F = E - TS$ — линейную комбинацию энергии E и энтропии S . Как доказывается во всех учебниках термодинамики, свободная энергия F достигает в равновесном состоянии минимума (рис. 2.1). Следовательно, возмущения или флуктуации не оказывают никакого влияния на систему, поддерживаемую при постоянной температуре, так как такая система после любого возмущения или любой флуктуации возвращается в равновесное состояние. Такая ситуация отличается от той, с которой мы сталкиваемся при рассмотрении устойчивого маятника (гл. 1, разд. III).

Что происходит в стационарном неравновесном состоянии? С примером такого состояния мы встречались при рассмотрении термодиффузии (гл. 2, разд. II). Является ли неравновесное стационарное состо-

яние истинно стабильным? Если речь идет о ситуациях, близких к равновесным (рассмотрением таких ситуаций занимается так называемая «линейная» неравновесная термодинамика), то ответ утвердительный. Как было показано мной в 1945 г., стационарное состояние соответствует минимуму производства энтропии в единицу времени $P = \frac{d_i S}{dt}$ [12]. В равновесном состоянии $P = 0$ — производство энтропии прекращается, в то время как в линейном режиме вблизи равновесного состояния производство энтропии P достигает минимального значения (рис. 2.2) [13].

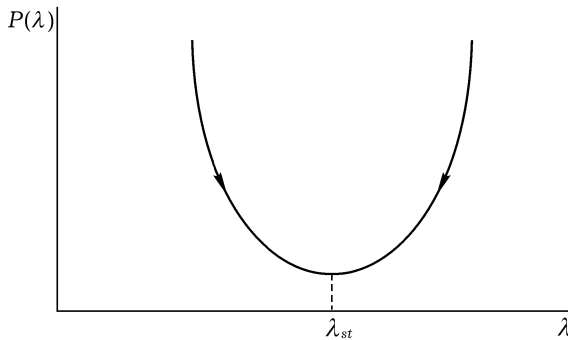


Рис. 2.2. Минимум производства энтропии P . Производство энтропии $P = d_i S/dt$ достигает минимума в стационарном состоянии ($\lambda = \lambda_{st}$).

И на этот раз флуктуации вымирают. Но появляется замечательная новая особенность: неравновесная система может спонтанно эволюционировать к состоянию *более высокой сложности*. Наблюдаемое упорядочение возникает в результате неравновесных процессов и не может быть достигнуто в равновесном состоянии. Это ясно на примере термодиффузии, приведенном в гл. 1, в котором градиент температуры приводит к частичному разделению компонент. С тех пор были изучены многие другие примеры, в которых сложность неизменно ассоциировалась с необратимостью. Эти результаты и стали путеводными нитями для наших будущих исследований.

Можно ли экстраполировать сильно неравновесные ситуации, исходя из неравновесных систем, близких к равновесным? Мой коллега

Поль Гленсфорд и я изучали эту проблему на протяжении многих лет и пришли к удивительному выводу: в отличие от того, что происходит в равновесном состоянии или вблизи него, сильно неравновесные системы не удовлетворяют принципу минимума, которому удовлетворяют такие функции, как свободная энергия или производство энтропии. Отсюда следует вывод: нет никакой гарантии, что флуктуации затухают. Мы можем сформулировать только *достаточные условия* стабильности, которые мы называем «общим критерием эволюции». Для этого необходимо указать механизм необратимых процессов. Вблизи равновесного состояния законы природы *универсальны*, но вдали от равновесного состояния законы природы начинают зависеть от механизма. Мы делаем первые шаги на пути к постижению источника того разнообразия в природе, которое наблюдаем вокруг. Вдали от равновесного состояния, там, где флуктуации и неустойчивости становятся нормой, вещество обретает новые свойства. Оно становится более «активным». Хотя в настоящее время по этому вопросу имеется обширная литература [15], мы все же рассмотрим только один простой пример. Предположим, что имеется химическая реакция $\{A\} \rightleftharpoons \{X\} \rightleftharpoons \{F\}$, где $\{A\}$ — концентрации исходных реагентов, $\{X\}$ — концентрации промежуточных продуктов и $\{F\}$ — концентрации конечных продуктов. В равновесном состоянии мы имеем так называемое детальное равновесие с таким же количеством переходов из $\{A\}$ в $\{X\}$, как и из $\{X\}$ — в $\{A\}$. То же самое справедливо и относительно $\{X\}$ и $\{F\}$. Отношение $\{A\}/\{F\}$ концентрации начальных реагентов к концентрации конечных продуктов принимает вполне определенное значение, соответствующее максимуму энтропии, если система изолирована. Рассмотрим теперь какую-нибудь открытую систему, например, химический реактор. Управляя потоком вещества, мы можем фиксировать значения концентраций исходных реагентов $\{A\}$ и конечных продуктов $\{F\}$. Начав с равновесного значения отношения $\{A\}/\{F\}$, начнем увеличивать его. Что произойдет с концентрацией промежуточных продуктов при удалении от равновесного состояния?

Химические реакции обычно описываются нелинейными уравнениями. При данных $\{A\}$ и $\{F\}$ существует много решений для концентраций промежуточных продуктов $\{X\}$, но только одно из решений соответствует термодинамическому равновесию и максимуму энтропии. Это решение, которое мы называем «термодинамической ветвью», допускает продолжение в неравновесную область. Неожиданный резуль-

тат состоит в том, что на некотором критическом расстоянии от равновесия термодинамическая ветвь утрачивает устойчивость (рис. 2.3). Точка, где происходит потеря устойчивости, называется точкой бифуркации.

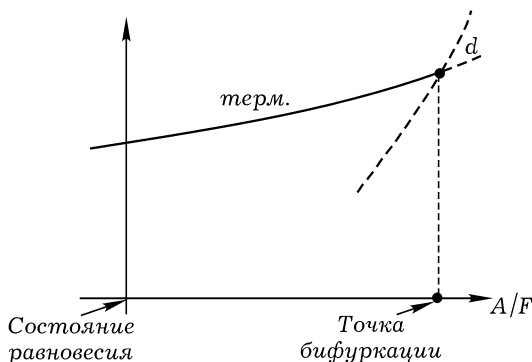


Рис. 2.3. ТЕРМОДИНАМИЧЕСКАЯ ВЕТВЬ. Два стационарных решения: *терм* и *d* — функции отношения A/F . В точке бифуркации термодинамическая ветвь *терм* становится неустойчивой, а другая ветвь *d* становится устойчивой.

За точкой бифуркации начинается множество новых явлений. Это могут быть колебательные химические реакции, неравновесные пространственные структуры или химические (концентрационные) волны. Такие пространственно-временные образования мы назвали *диссипативными структурами*. Термодинамика приводит нас к формулировке двух условий, при которых диссипативные структуры встречаются в химии: (1) сильно неравновесные ситуации, определяемые критическим расстоянием от равновесного состояния, и (2) каталитические стадии, например, образования промежуточного продукта Y из реагента X вместе с производством X из Y .

Интересно отметить, что во всех живых системах эти условия выполнены: нуклеотиды служат кодом для белков, а те, в свою очередь, служат кодом для нуклеотидов.

Мы необычайно рады тому, что вскоре после нашего предсказания этих различных возможностей широкую известность приобрели результаты изучения реакции Белоусова – Жаботинского — яркого при-

мера химических колебаний [16]. Помню восторг, охвативший нас при виде того, как реакционная смесь в колбе становилась то синей, то красной, то снова синей и т. д. Ныне известны и многие другие колебательные реакции [17], но реакция Белоусова–Жаботинского остается исторической, поскольку она показала, что вдали от равновесного состояния вещество обретает новые свойства. Миллиарды молекул одновременно становятся то синими, то красными. Это убедительно свидетельствует о появлении в сильнонеравновесных условиях дальнедействующих корреляций, которых нет в равновесном состоянии. Можно сказать, что вещество в равновесном состоянии «слепо», а в сильнонеравновесном состоянии «прозревает». Мы заметили, что вблизи равновесного состояния диссипация, связанная с производством энтропии, минимальна. Прямо противоположная картина наблюдается в сильнонеравновесном состоянии: возникают новые процессы и увеличивают производство энтропии.

Неуклонный прогресс происходит и в развитии сильнонеравновесной химии. За последние годы наблюдались неравновесные пространственные структуры [18]. Впервые их существование было предсказано в рамках модели морфогенеза Аланом Мэтисоном Тьюрингом [19].

Когда мы уводим систему еще дальше вглубь сильнонеравновесной области, могут возникнуть новые бифуркации, характерные для хаотического поведения. Соседние траектории экспоненциально разбегаются, как в случае детерминистического хаоса, присущего рассмотренным нами в гл. 1, разд. III динамическим системам.

Не вдаваясь в детали, можно сказать, что удаление от равновесного состояния становится существенным параметром при описании природы, во многом аналогичным температуре в равновесной термодинамике. При понижении температуры мы наблюдаем серию фазовых переходов вещества через различные состояния. Но в неравновесной физике типы поведения несравненно более разнообразны. В качестве примера мы ссылались на химию, но аналогичные процессы, связанные с неравновесными диссипативными структурами, исследовались и во многих других областях, в том числе в гидродинамике, оптике и физике жидких кристаллов.

Рассмотрим теперь более подробно критическое влияние флуктуаций. Как мы уже знаем, вблизи равновесного состояния флуктуации безвредны, но в сильнонеравновесном состоянии флуктуации играют главную роль. Необратимость становится необходимой, но это еще не

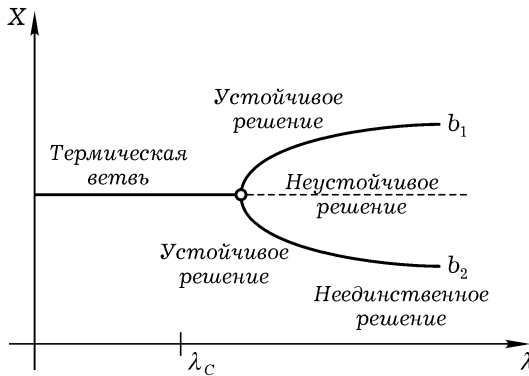


Рис. 2.4. Бифуркация вилки. Концентрация X как функция параметра λ , который служит мерой удаления от равновесного состояния. В точке бифуркации термодинамическая ветвь теряет устойчивость, и рождаются два новых устойчивых решения b_1 и b_2 .

все: нам приходится также отказаться от детерминистического описания на основе динамики. В сильнонеравновесной ситуации система «выбирает» одну из возможных ветвей. Но в макроскопических уравнениях нет ничего такого, что объясняло бы предпочтение, отдаваемое системой выбору той или иной ветви. Такое поведение привносит в описание системы необратимый вероятностный элемент. Одна из простейших бифуркаций — так называемая «бифуркация вилки» (рис. 2.4), где $\lambda = 0$ соответствует равновесному состоянию.

Термодинамическая ветвь устойчива на участке от $\lambda = 0$ до $\lambda = \lambda_c$. За $\lambda = \lambda_c$ она становится неустойчивой, и возникает симметричная пара новых устойчивых решений. Какую ветвь «выберет система, решают флуктуации». Если бы мы не подавляли флуктуации, то система оставалась бы в неустойчивом состоянии. Предпринимались попытки уменьшить флуктуации так, чтобы мы могли подвергнуть неустойчивую область экспериментальному исследованию, но рано или поздно флуктуации внутреннего или внешнего происхождения превосходили допустимый уровень и вынуждали систему перейти на одну из ветвей b_1 или b_2 .

Бифуркации — источник нарушения симметрии. Действительно, за $\lambda = \lambda_c$ решения уравнения, как правило, обладают меньшей сим-

метрией, чем термодинамическая ветвь [20]. Бифуркации — это проявление внутренней дифференциации между частями самой системы и системой и окружающей ее средой. Как только формируется диссипативная структура, нарушается однородность времени (как в колебательных химических реакциях) или пространства (как в неравновесных структурах Тьюринга) или времени и пространства.

В общем случае мы имеем последовательность бифуркаций, как это условно изображено на рис. 2.5. Временное описание таких систем включает в себя и детерминистические (в промежутках между бифуркациями), и случайные процессы (при выборе ветвей). Описание включает в себя и историческое измерение: если мы наблюдаем систему в состоянии d_2 , то это означает, что она побывала в состояниях b_1 и c_1 (рис. 2.5).

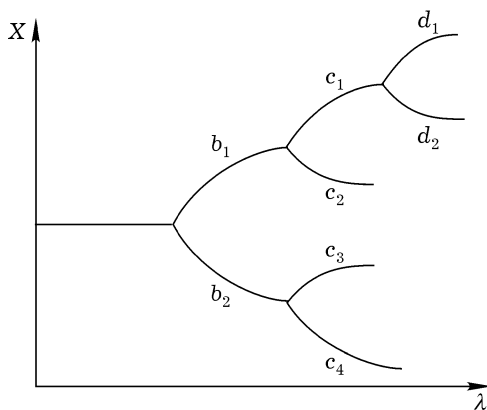


Рис. 2.5. Последовательные бифуркации при увеличении удаления от равновесного состояния.

Коль скоро мы располагаем диссипативными структурами, можно говорить о самоорганизации. Даже если начальные значения и граничные условия известны, у системы еще остается много состояний, «выбор» между которыми она производит под действием «флуктуаций». Такой вывод представляет интерес и за пределами физики и химии. Действительно, бифуркации можно считать источником диверсификации и инновации [21]. Такого рода идеи в настоящее время находят

приложение к широкой группе проблем в области биологии, социологии и экономики. Изучением этих проблем занимаются междисциплинарные центры во всем мире. Только в Западной Европе за последние десять лет было открыто более пятидесяти центров по изучению нелинейных процессов.

Фрейд писал, что история науки — это история отчуждения. Коперник показал, что Земля не является центром нашей планетной системы. Дарвин открыл, что человек — один из многочисленных видов животных. Фрейд обнаружил, что наша сознательная активность — не более чем составная часть бессознательного. Мы обращаем перспективу: созидательную, творческую, активность и инновации человека можно рассматривать как усиление законов природы, уже представленных в физике и химии.

III

Изложенные выше результаты показывают, что попытки тривиализовать термодинамику, о которых мы упоминали в гл. 1, с необходимостью обречены на провал. Стрела времени играет важную роль в формировании структур и в физических науках, и в биологии. Но сейчас мы находимся лишь в самом начале наших поисков. Все еще существует огромный разрыв между самыми сложными структурами, которые мы можем создать в неравновесных ситуациях в химии, и той сложностью, которую мы обнаруживаем в биологии. И такой разрыв — проблема не только чистой биологии. В недавнем докладе, подготовленном для Европейского Совета Кристофом Карлом Бибрахером, Грегуаром Николисом и Петером Шустером, говорится:

«Поддержание организации в природе не достигается (и не может быть достигнуто) управлением из единого центра; порядок может поддерживаться только с помощью самоорганизации. Самоорганизующиеся системы делают возможной адаптацию к доминирующему типу окружающей среды, т. е. реагируют на изменения в окружающей среде, и именно их термодинамическая реакция делает такие системы чрезвычайно гибкими и устойчивыми к возмущениям внешних условий. Мы хотели бы подчеркнуть превосходство самоорганизующихся систем над традиционной человеческой технологией, старательно избегающей сложности и иерархически управляющей почти всеми технологическими процессами. Например, в синтетической химии различные стадии реакции обычно тщательно разделены, а вклад от диффузии

реагирующих веществ сводится на нет с помощью реакторов с перемешиванием. Совершенно новая технология должна быть создана для того, чтобы использовать высокий потенциал управляемости и регулируемости самоорганизующихся систем для технологических процессов. Превосходство самоорганизующихся систем отчетливо видно на примере биологических систем, обладающих способностью создавать сложные продукты с непревзойденной точностью, эффективностью и скоростью.»

Результаты неравновесной термодинамики близки к воззрениям Бергсона и Уайтхеда. Природа действительно связана с созданием непредсказуемых новаций, где возможное богаче реального. Наша Вселенная следует по пути, включающем в себя последовательность бифуркаций. В то время как другие миры могли выбрать другие пути, нам повезло, что наша Вселенная двинулась по пути, ведущему к жизни, культуре и искусствам.

Мечтой моей юности было способствовать унификации естественных наук и философии, через решение загадки времени¹. Неравновесная физика показывает, что моя мечта вполне осуществима. Результаты, изложенные в этой книге, послужили для меня стимулом к изучению понятия времени на микроскопическом уровне. Выше я уже подчеркивал роль флуктуаций — но каково их происхождение? Каким образом их поведение можно совместить с детерминистическим описанием, основанным на традиционной формулировке законов природы? Если бы нам удалось это сделать, то тем самым мы утратили бы различие между процессами, близкими к равновесным, и сильнонеравновесными процессами. Кроме того, это позволило бы нам обсудить такие уникальные и чудесные конструкции человеческого разума, как классическая и квантовая механика.

Должен признаться, что эти мысли стоили мне многих бессонных ночей. Без поддержки моих коллег и учеников я почти заведомо «сдался бы».

¹Свою мечту я выразил в трех коротких заметках, написанных для студенческого журнала еще в 1937 г.!

ГЛАВА 3

От случайности к необратимости

I

Как мы видели в гл. 2, необратимые процессы описывают фундаментальные особенности природы, приводящие к появлению неравновесных диссипативных структур. Такие процессы были бы невозможны в мире, управляемом обратимыми во времени законами классической и квантовой механики. Диссипативные структуры требуют стрелы времени. Кроме того, было бы безнадежно пытаться объяснять появление неравновесных диссипативных структур с помощью приближений, вводимых обратимыми во времени законами.

Я всегда был убежден в том, что понимание динамического происхождения диссипативных структур и, более общей сложности — одна из увлекательнейших концептуальных проблем современной науки. Как уже отмечалось в гл. 1, для неустойчивых систем мы должны формулировать законы динамики на статистическом уровне. Это радикально изменяет наше описание природы. В статистической формулировке основными объектами физики становятся не траектории или волновые функции, а *вероятности*. Тем самым мы подошли к концу «вероятностной революции», которую можно было бы обнаружить к XVIII в. и в других областях науки помимо физики. Но столкнувшись с последствиями столь радикального заключения, я какое-то время колебался, пытаясь довольствоваться менее «экстремальными» решениями. В книге «От существующего к возникающему» я писал: «В квантовой механике есть величины, численные значения которых невозможно определить одновременно, например, координаты и импульс. (В этой невозможности заключается сущность соотношений неопределенности Гейзенберга.) В данном случае мы также имеем дело с дополнительностью — между динамическим и термодинамическим описаниями» [1]. Это был бы гораздо менее экстремальный подход к концептуальной проблеме, связанной с необратимостью.

Оглядываясь назад, я не могу не сожалеть по поводу этого утверждения, высказанного в моей более ранней книге. Если имеется более чем одно описание, то как выбрать правильное описание? Существование стрелы времени определяется не конвенцией. Это факт, непреложно следующий из наблюдений. Но только в последние годы результаты, полученные нами при изучении динамики неустойчивых систем, с необходимостью привели нас к переформулировке динамики на статистическом уровне и к заключению о том, что такая переформулировка в свою очередь требует обобщения классической и квантовой механики. В этой главе я опишу некоторые из шагов такого обобщения.

На протяжении примерно ста лет нам известно, что даже простые случайные процессы ориентированы во времени. В гл. 1 мы упоминали о «случайных блужданиях». Другим примером может служить «модель урн» Пауля и Татьяны Эренфестов (рис. 3.1) [2].

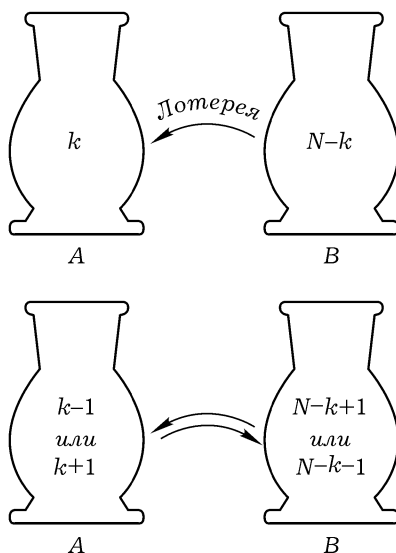


Рис. 3.1. Модель урн Эренфеста. Между двумя урнами A и B распределены N шаров. В момент времени n в урне A находится k шаров, а в урне B — $(N - k)$ шаров. Через равные промежутки времени один шар извлекается из случайно выбранной урны A или B и переносится в другую урну.

Рассмотрим N каких-нибудь предметов (например, шаров), распределенных между двумя урнами A и B . Через одинаковые промежутки времени (например, через каждую секунду) шар случайным образом извлекается из одной урны и перекладывается в другую. Предположим, что в момент времени n в урне A находятся k шаров, а в урне B — соответственно $N - k$ шаров. В момент времени $n + 1$ в урне A может оказаться либо $k - 1$, либо $k + 1$ шаров. Обе величины имеют хорошо известные *вероятности перехода*. Но продолжим наше знакомство с моделью урн. Мы ожидаем, что в результате перекладывания шаров будет достигнута такая ситуация, когда в каждой урне окажется приблизительно по $N/2$ шаров. Но флуктуации не прекращаются. И может случиться даже так, что в момент времени n в урне A снова окажется k шаров. Таким образом, на уровне *распределения вероятности* мы наблюдаем необратимое приближение к равновесному состоянию. Можно показать, что при любом начальном распределении шаров в урнах вероятность $\rho_n(k)$ найти в одной из урн k шаров после n перекладываний при $n \rightarrow \infty$ стремится к биномиальному распределению $N!/[k!(N-k)!]$. Это выражение достигает максимума при $k = N/2$, но учитывает и флуктуации распределения. В модели Больцмана максимум энтропии в точности соответствует биномиальному распределению.

Модель Эренфестов — пример «марковского процесса» (или «марковской цепи»), получившего свое название в честь великого русского математика Андрея Андреевича Маркова, который первым описал такие процессы. Коль скоро мы располагаем статистическим описанием, часто возникает возможность вывести необратимость. Но как нам связать случайные процессы с динамикой? Это — фундаментальная проблема.

Как мы знаем, существенный шаг к решению указанной проблемы предприняли отцы-основатели статистической физики, или физики ансамблей. Максвелл, Больцман, Гиббс и Эйнштейн подчеркивали роль ансамблей, описываемых распределением вероятности ρ . Важный вопрос заключается в следующем: какова форма функции распределения, коль скоро равновесное состояние достигнуто? Пусть $q_1, \dots, q_s$ — координаты, $p_1, \dots, p_s$ — импульсы частиц, образующих рассматриваемую систему. В гл. I фазовое пространство определялось координатами и импульсами. Мы также ввели распределение вероятности $\rho(q, p, t)$ (см. гл. I, разд. III). Условимся использовать для обозначения всех коор-

динат одну букву q , а для обозначения всех импульсов — одну букву p . Равновесное состояние достигается, когда ρ становится независимым от времени. В любом учебнике статистической физики доказывается, что ρ перестает зависеть от времени, если зависит только от полной энергии. Как упоминалось в гл. 1 разд. III, полная энергия есть сумма кинетической энергии (обусловленной движением частиц) и потенциальной энергии (обусловленной взаимодействиями). Если полную энергию выразить через q и p , то полученное выражение $H(p, q)$, называемое функцией Гамильтона, или гамильтонианом, остается постоянным во времени. Это не что иное, как закон сохранения энергии, или, что то же, первое начало термодинамики. Поэтому естественно, что в равновесном состоянии ρ есть функция *гамильтониана* H .

Важным исключением является случай ансамблей, в которых все системы имеют одну и ту же энергию E . В этом случае распределение вероятности равно нулю во всем фазовом пространстве, кроме поверхности $H(p, q) = E$, где функция распределения равна некоторой отличной от нуля константе. Это называется «микроканоническим ансамблем». Гиббс показал, что микроканонические ансамбли действительно удовлетворяют законам равновесной термодинамики. Гиббс также рассматривал ансамбли другого типа, например, «канонические ансамбли», в которых все системы взаимодействуют с резервуаром, находящимся при температуре T . Для канонического ансамбля распределение вероятности ρ экспоненциально зависит от гамильтониана пропорционально $\exp(-H/kT)$, где T — температура резервуара, а k — постоянная Больцмана, которая делает показатель экспоненты безразмерной величиной.

Коль скоро равновесное распределение вероятности задано, мы можем вычислить все термодинамические равновесные свойства, такие, как давление, удельная теплоемкость и т. д. Мы можем даже выйти за рамки макроскопической термодинамики, так как теперь обретаем способность учитывать флуктуации. Общепринято, что в необъятной области равновесной статистической термодинамики не осталось концептуальных трудностей, а те проблемы, которые еще имеются, носят исключительно вычислительный характер и могут быть решены в основном с помощью численного моделирования. Применение теории ансамблей к равновесным ситуациям, несомненно, имело весьма большой успех. Подчеркнем, что динамическая интерпретация равновесной термодинамики была дана Гиббсом в терминах *ансамблей*, а не траек-

торий. Именно этот подход нам предстояло обобщить, чтобы охватить необратимость.

Это вполне естественно, поскольку на уровне траекторий (или волновых функций) временного упорядочения не существует из-за того, что в соответствии с классической (и квантовой) физикой будущее и прошлое играют одинаковую роль. Но что происходит на уровне статистического описания — в терминах функций распределения вероятности? Взглянем на стакан воды. В этом стакане содержится огромное количество молекул воды — порядка 10^{23} молекул. С динамической точки зрения перед нами — неинтегрируемая система Пуанкаре в том смысле, в котором мы определили это понятие в гл. 1, так как между молекулами существуют взаимодействия, исключить которые мы не в состоянии. Межмолекулярные взаимодействия мы можем визуализировать как ведущие к столкновениям между молекулами (более точно термин «столкновение» определен в гл. 5) и описывать состоящую из молекул воду как статистический ансамбль ρ . Старее ли вода? Заведомо не стареет, если взять отдельные молекулы воды, сохраняющие стабильность на протяжении геологических периодов. Тем не менее, с точки зрения статистического описания, естественный хронологический порядок в этой системе все же существует. Старение — свойство популяций, в точности, как в дарвиновской теории биологической эволюции. Именно статистическое распределение приближается к равновесному распределению, например, к описанному выше каноническому распределению. Для описания такого приближения к равновесному состоянию нам необходимо понятие *корреляции*.

Рассмотрим распределение вероятности $\rho(x_1, x_2)$, зависящее от двух переменных x_1 и x_2 . Если x_1 и x_2 независимы, то происходит факторизация: $\rho(x_1, x_2) = \rho(x_1)\rho(x_2)$, т.е. вероятность $\rho(x_1, x_2)$ оказывается равной произведению вероятностей от x_1 и x_2 . В противном случае, когда $\rho(x_1, x_2)$ не может быть факторизована, мы говорим, что x_1 и x_2 *коррелированы*. Но вернемся к молекулам в стакане воды. Столкновения молекул порождают два эффекта. Распределение скоростей становится более симметричным, и столкновения порождают корреляции (рис. 3.2). Но две связанные частицы могут столкнуться с третьей, и тогда двойные корреляции превращаются в тройные и наоборот (рис. 3.3).

Мы имеем поток корреляций, упорядоченных во времени. Напрашивается ценная аналогия коммуникации между людьми и потоком

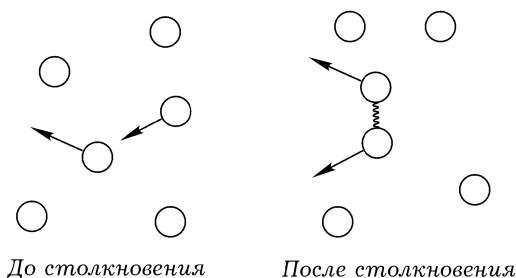


Рис. 3.2. Столкновения и корреляции. Столкновения двух частиц создает корреляцию между ними (условно изображенную волнистой линией).

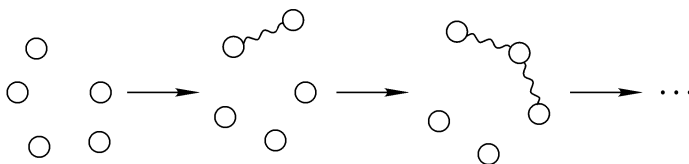


Рис. 3.3. Поток корреляций. Последовательные столкновения приводят к возникновению парных, тройных, ... корреляций.

корреляции. Когда встречаются двое людей, они вступают в беседу, и, следовательно, в какой-то мере мышление каждого из них претерпевает изменения. В результате последующих встреч мышление испытывает еще более глубокие изменения. Такое явление называется *диссеминацией*. В обществе существует поток коммуникации так же, как в веществе существует поток корреляций. Разумеется, мы можем мысленно представить себе и обратные процессы, в результате которых распределение скоростей становится менее симметричным вследствие разрушения корреляций (рис. 3.4).

Следовательно, нам необходим элемент, делающий реальными процессы, в результате которых распределение скоростей со временем становится более симметричным. Как мы увидим в дальнейшем, именно такую роль играют резонансы Пуанкаре. Теперь мы уже располагаем всем необходимым, чтобы бросить беглый взгляд на статистическое описание, включающее в себя необратимость. Такое описание называется *динамикой корреляций*, приводящей к равновесному распределению.

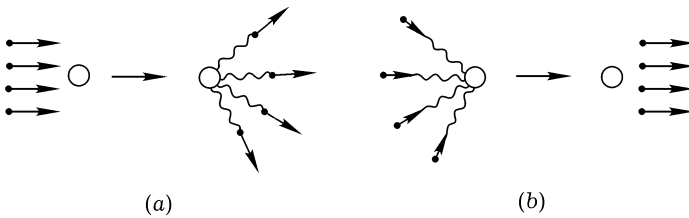


Рис. 3.4. РАЗРУШЕНИЕ КОРРЕЛЯЦИЙ. На рис. 3.4а частицы (изображенные черными точками) взаимодействуют с препятствием (изображенным в виде светлого кружка). Первоначально все частицы имеют одинаковые скорости. После столкновения с препятствием скорости частиц становятся различными, и возникают корреляции между частицами и препятствием. На рис. 3.4б показан противоположный процесс. Рассмотрим эффект обращения скоростей; в результате обращенного столкновения частиц с препятствием корреляции между частицами и препятствием разрушаются и восстанавливаются первоначальные скорости.

Существование потока упорядоченных во времени корреляций, изображенного на рис. 3.3, было проверено с помощью компьютерного моделирования [3]. Обращая время, т. е. изменяя все скорости на противоположные, мы можем также моделировать такие процессы, которые изображены на рис. 3.4. Но такой обращенный поток корреляций удастся создавать лишь на протяжении кратких периодов времени и для небольшого числа частиц, после чего снова возникает направленный поток корреляций, охватывающих все возрастающее число частиц и приводящих систему к равновесному состоянию.

Упомянутые мной результаты, придающие смысл необратимости на статистическом уровне, были получены почти тридцать лет назад [4]. Однако в то время еще оставались без ответа некоторые фундаментальные вопросы. Каким образом необратимость может появиться на статистическом уровне описания, а не когда мы описываем динамику на языке траекторий? Возникает ли необратимость вследствие производимых нами аппроксимаций? И еще: если мы наблюдаем последовательность корреляций, например, в компьютерных экспериментах, то не возникают ли они вследствие ограниченности компьютерного времени? Ясно, что для получения некоррелированных частиц, образующих корреляции в результате столкновений, требуются более короткие программы, чем для подготовки ансамблей, способных порождать обратные процессы, разрушающие корреляции.

Но почему вообще следует начинать с распределений вероятности? Такие распределения описывают поведение пучков траекторий или ансамблей. Используем ли мы ансамбли вследствие нашего «незнания», или, как утверждалось в гл. 1, для этого существует какая-то более глубокая причина? В случае неустойчивых систем ансамбли действительно обнаруживают новые свойства по сравнению с отдельными траекториями. Мы покажем это сейчас на нескольких простых примерах.

II

В этом разделе сосредоточим внимание на детерминистическом хаосе, а также на одном особенно простом типе хаоса. Обе интересующие нас разновидности хаоса описываются так называемыми *хаотическими отображениями*. Вопреки тому, что происходит в обычной динамике, время в отображениях действует только через дискретные интервалы, как предложенной Эренфестами модели урн, которую мы изучали в разд. I. Следовательно, отображения представляют собой упрощенную форму динамики, которая позволяет нам более просто сравнивать индивидуальный уровень описания (траектории) со статистическим описанием. Мы рассмотрим два отображения; первое описывает простое периодическое поведение, второе — детерминистический хаос.

В качестве первого примера мы рассмотрим «уравнение движения» $x_{n+1} \equiv x_n + \frac{1}{2} \pmod{1}$, означающее, что нас интересуют только числа, заключенные между 0 и 1. После двух сдвигов мы возвращаемся в исходную точку (например, $x_0 = \frac{1}{4}$, $x_1 = \frac{3}{4}$, $x_2 = \frac{3}{4} + \frac{1}{2} = \frac{5}{4} = \frac{1}{4}$). Эта ситуация представлена на рис. 3.5.

Вместо прослеживания отдельных точек по траекториям, стоит рассмотреть ансамбли, описываемые распределением вероятности $\rho(x)$. Траектория соответствует конкретному набору ансамблей, в котором координата x принимает вполне определенные значения x_n , и функция распределения ρ сводится к одной единственной точке. Как упоминалось в гл. 1, разд. III, это можно записать в виде $\rho_n(x) = \delta(x - x_n)$. (Дельта в данном случае — символ, обозначающий функцию, тождественно равную нулю при всех значениях x , кроме $x = x_n$.) Используя функцию распределения ρ , отображение можно представить в виде соотношения между $\rho_{n+1}(x)$ и $\rho_n(x)$, т. е. в виде $\rho_{n+1}(x) = U\rho_n(x)$. Формально $\rho_{n+1}(x)$ получается с помощью действующего на $\rho_n(x)$ оператора U , известного как оператор Перрона–Фробениуса [5]. Хотя явная

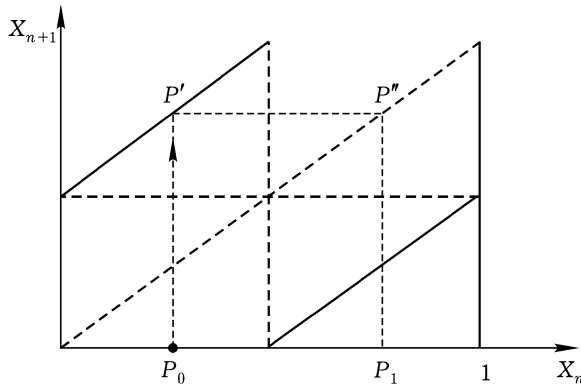


Рис. 3.5. Периодическое отображение. Существует простое геометрическое построение, переводящее начальную точку P_0 в следующую точку P_1 по формуле $x_{n+1} \rightarrow x_n + 1/2$: от точки P_0 мы переходим к точке P' , а от нее — к точке P'' на биссектрисе и от P'' — к точке P_1 . Ясно, что начав с точки P_1 , мы вернемся в точку P_0 .

форма оператора U не представляет для нас особого интереса, все же стоит отметить, что в конструкцию оператора U не входит ни одного нового элемента (кроме уравнения движения). Ясно, что описание на уровне ансамблей должно включать в себя как частный случай описание на уровне траекторий; следовательно, должно выполняться соотношение $\delta(x - x_{n+1}) = U\delta(x - x_n)$. Это не что иное, как иная запись уравнения движения: за один сдвиг x_n переходит в x_{n+1} . Но основной вопрос заключается в том, *единственное ли это решение или для эволюции ансамблей существуют новые решения, описываемые оператором Перрона–Фробениуса и не представимые на языке траекторий?* В нашем примере с периодическим отображением новых решений не существует. В случае устойчивых систем нет различия между поведением отдельных траекторий и поведением ансамблей. Именно эта эквивалентность между индивидуальной точкой зрения (соответствующей траекториям или волновым функциям) и статистической точкой зрения (соответствующей ансамблям) нарушается в случае неустойчивых динамических систем.

Простейшим примером хаотического отображения может служить *сдвиг Бернулли*. Это отображение каждую секунду удваивает вдвое зна-

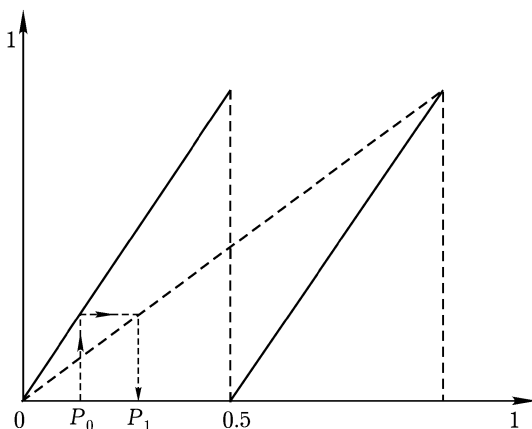


Рис. 3.6. ОТОБРАЖЕНИЕ БЕРНУЛЛИ. В этом примере детерминистического хаоса мы начинаем с точки P_0 и, удваивая значение x (по модулю 1), попадаем в точку P_1 .

чение числа, заключенного между 0 и 1. Уравнение сдвига Бернулли имеет вид $x_{n+1} \equiv 2x_n \pmod{1}$. Графически это отображение представлено на рис. 3.6. Уравнение движения снова детерминистично в том, что если скоро мы знаем x_n , число x_{n+1} однозначно определено. Сдвиг Бернулли может служить примером детерминистического хаоса, называемого так потому, что если мы проследим траекторию с помощью численного моделирования, то увидим, что она становится хаотической. По мере того, как координата x на каждом шагу удваивается (после чего целая часть очередного значения x отбрасывается), расстояние между двумя траекториями возрастает как $(2^n) = \exp(n \ln 2)$ (снова по модулю 1). Если бы время снова было непрерывным, то расстояние можно было бы записать в виде $\exp(t\lambda)$, где $\lambda = \ln 2$ — величина, называемая *показателем Ляпунова*. Это показывает, что траектории «разбегаются» экспоненциально, и именно это экспоненциальное разбегание траекторий служит отличительным признаком детерминистического хаоса. Если подождать достаточно долго, то любая произвольно выбранная точка между 0 и 1 окажется в конце концов аппроксимированной траекторией (рис. 3.7). Здесь мы имеем дело с динамическим процессом, порождающим случайность. В прошлом этот видимый поток в детерминистической Вселенной неоднократно исследовали такие выдающиеся

математики, как Леопольд Кронекер (1884) и Герман Вейль (1916). Согласно Яну фон Плато, аналогичные результаты были получены еще в начале средневековья, поэтому интересующая нас проблема заведомо не нова [6]. Новым элементом является статистическая формулировка сдвига Бернулли, устанавливающая связь случайности с теорией операторов.

Обратимся теперь к статистическому описанию с помощью оператора Перрона–Фробениуса. На рис. 3.8 показано, как действует оператор U на функцию распределения. Различие по сравнению с описанием на уровне траекторий поразительно потому, что функция распределения $\rho_n(x)$ быстро выходит на константу. Таким образом, мы можем заключить, что должно быть фундаментальное различие между описанием на уровне траекторий, с одной стороны, и описанием на уровне ансамблей, с другой стороны. Короче говоря, неустойчивость на уровне траекторий приводит к устойчивости на уровне статистического описания.

Как такое возможно? Оператор Перрона–Фробениуса все еще допускает описание на уровне траекторий $\delta(x - x_{n+1}) = U\delta(x - x_n)$. Неожиданной особенностью является то, что оператор Перрона–Фробениуса допускает также новые решения, применимые *только* к статистическим ансамблям, а не к отдельным траекториям. Эквивалентность между индивидуальной точкой зрения и статистическим описанием нарушается.

Это весьма замечательное обстоятельство открывает новую главу теоретической и математической физики [7]. Хотя проблема хаоса не может быть решена на уровне индивидуальных траекторий, она становится разрешимой на уровне ансамблей. Ныне мы можем говорить о *законах хаоса* [8]. Как будет показано в гл. 4, мы можем даже предсказывать скорость, с которой распределение ρ приближается к равновесному распределению (которое в случае сдвига Бернулли есть константа), и установить соотношение между этой скоростью и показателем Ляпунова.

Как можно понять различие между индивидуальным описанием и статистическим описанием? Более подробно мы проанализируем в гл. 4, где покажем, что новые решения требуют гладкости функций распределения. В этом — причина, по которой новые решения не применимы к индивидуальным траекториям. Траектория, представляемая формулой $\delta(x - x_n)$ — не гладкая функция; она отлична от нуля только

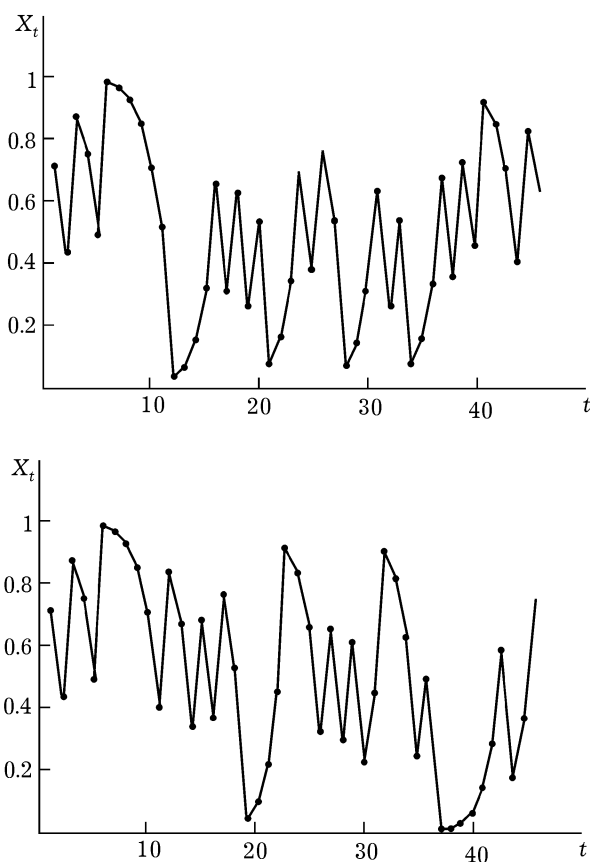


Рис. 3.7. Численное моделирование траекторий для отображения БЕРНУЛЛИ. Начальные значения при моделировании траекторий слегка отличаются. Со временем это различие усиливается. (Численное моделирование Дина Дрибе.)

в точке $x = x_n$ и тождественно равна нулю во всех точках x , отличных от x_n .

Таким образом, описание на уровне функций распределения богаче, чем описание на уровне индивидуальных траекторий. Этот вывод согласуется с заключениями, к которым мы пришли в гл. 1, разд. III.

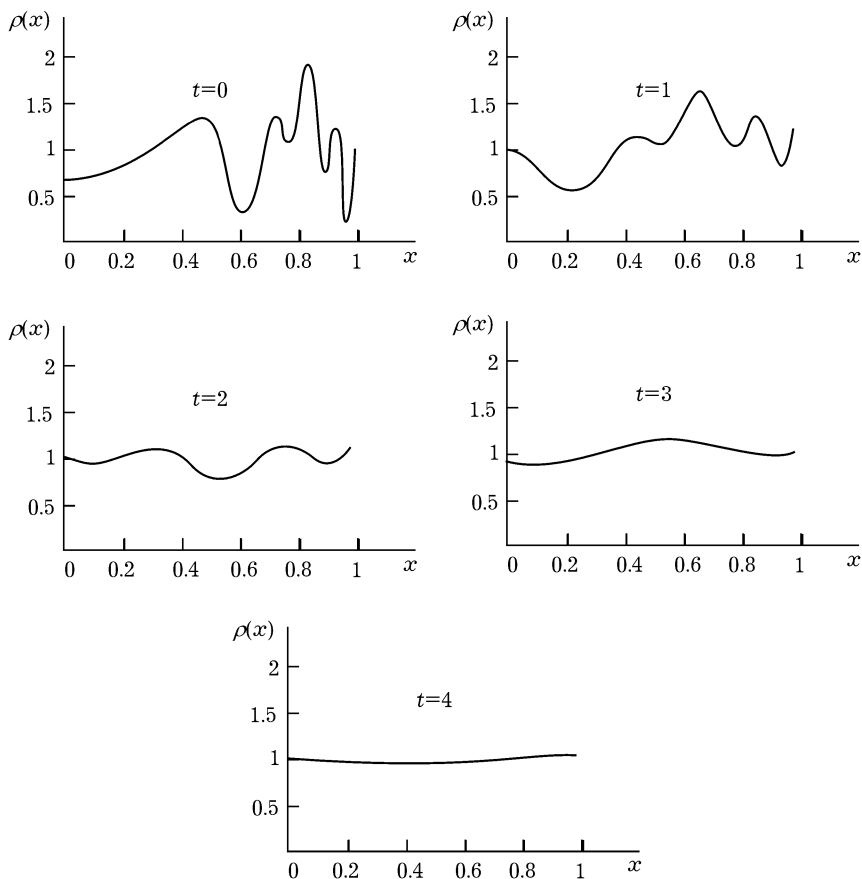


Рис. 3.8. Численное моделирование функции распределения $\rho_n(x)$ для отображения БЕРНУЛЛИ. Численное моделирование эволюции распределения вероятности. В отличие от траекторий вероятности быстро выходят на асимптотическое постоянное распределение. (Численное моделирование Дина Дрибе.)

Траектории представляют собой всего лишь частные решения уравнения Перрона–Фробениуса для неустойчивых отображений. Сказанное в полной мере относится и к резонансам Пуанкаре (см. гл. 5 и 6). Ориентированный во времени поток корреляций — существенный элемент

новых решений для распределения вероятности, тогда как не ориентированные во времени процессы существуют на уровне индивидуальных траекторий.

Нарушение эквивалентности между индивидуальным и статистическим описаниями стало главным стимулом при разработке нашего подхода. В следующей главе мы рассмотрим более подробно новые решения, возникающие в хаотических отображениях на статистическом уровне.

Ситуация, в которой мы теперь находимся, напоминает ту, с которой нам уже приходилось встречаться в термодинамике (гл. 2). Самый успех равновесной термодинамики задержал открытие новых свойств вещества в неравновесных ситуациях, в которых появляются диссипативные структуры и самоорганизация. Аналогичным образом успех классической теории, оперирующей траекториями, и квантовой механики с ее волновыми функциями затруднил обобщение динамики на статистический уровень, позволяющий включить необратимость в фундаментальное описание природы.

ГЛАВА 4

Законы хаоса

I

В предыдущей главе мы указали главный фактор, позволяющий нам обобщить классическую и квантовую механику на случай неустойчивых динамических систем, — нарушение эквивалентности между индивидуальным описанием (на уровне траекторий) и статистическим описанием (на уровне ансамблей). Теперь мы хотим проанализировать эту неэквивалентность более подробно на примере простых хаотических отображений и проиллюстрировать, каким образом она связана с последними результатами, полученными в области математики [1]. Начнем со сдвига Бернулли, с которым мы уже познакомились как с отображением, порождающим детерминистический хаос.

Из уравнения движения $x_{n+1} \equiv 2x_n \pmod{1}$ видно, что мы можем вычислить x_n при любом n , если начальное условие x_0 известно. Тем не менее существенный элемент случайности все же присутствует. Любое число x , заключенное между 0 и 1, можно представить в двоичной системе: $x = u_0/2 + u_{-1}/4 + u_{-2}/8 + \dots$, где $u_i = 0$ или 1 (отрицательные индексы u_{-1} , u_{-2} и т. д. мы используем, чтобы подготовить введение преобразования пекаря в разд. III). Таким образом, каждое число x_n представимо в виде последовательности двоичных цифр. Нетрудно проверить, что сдвиг Бернулли действительно порождает сдвиг $u'_n = u_{n-1}$ (например, $u'_{-2} = u_{-3}$), т. е. сдвигает цифры u_i на одну влево. Поскольку все цифры в последовательности u_{-1} , u_{-2} , ... независимы, результат каждого из выполняемых один за другим сдвигов Бернулли так же случаен, как бросание монеты. Отображение получило название «сдвиг Бернулли» в память одной из первых азартных игр, предложенной выдающимся математиком XVIII в. Якова Бернулли. Можно также отметить чувствительность сдвига Бернулли к начальным условиям: два числа, отличающихся на очень малую величину (например, двоичной цифре u_{-40} , т. е. меньше, чем на 2^{-39}), после 40 итераций (повторений

отображения) будут отличаться на $1/2$. Как мы уже объяснили, такая чувствительность к начальным условиям обусловлена положительным показателем Ляпунова, равного $\ln 2$, при удвоении x с каждым следующим шагом (см. гл. 3, разд. II).

С самого начала сдвиг Бернулли вводит стрелу времени, которая может указывать только в одном направлении. Если вместо $x_{n+1} \equiv 2x_n \pmod{1}$ мы рассмотрим отображение $x_{n+1} \equiv (1/2)x_n$, то обнаружим аттрактор, состоящий из единственной точки $x = 0$. Временная симметрия нарушается в этом случае на уровне уравнения движения, которое поэтому необратимо. Этим отображение отличается от динамических систем, описываемых Ньютоном, уравнения движения которых инвариантны относительно обращения времени.

Самое важное, что следует иметь в виду в этой связи, — описание на уровне траекторий неадекватно. Траектории не могут описывать эволюцию во времени хаотических систем, даже если те подчиняются детерминистическим уравнениям движения. Как заметил в начале 1906 г. Пьер Морис Дюгем, понятие траектории служит адекватным способом представления, только если траектория остается более или менее неизменной, когда мы слегка изменяем начальные условия [2]. Описанию хаотических систем на уровне траекторий недостает именно такой «грубости». Именно в отсутствии «грубости» и состоит смысл чувствительности к начальным условиям: две траектории, выходящие из сколь угодно близких начальных точек, со временем расходятся экспоненциально.

Наоборот, при описании хаотических систем на статистическом уровне никаких трудностей не возникает. Поэтому законы хаоса необходимо формулировать на этом уровне. В гл. 3 мы ввели оператор Перрона–Фробениуса U , который переводит распределение вероятности $\rho_n(x)$ в $\rho_{n+1}(x)$ и приводит нас к заключению, что существуют новые решения, не применимые к индивидуальным траекториям. Именно такие новые решения мы хотим идентифицировать в этой главе. Особый интерес в этой связи представляют исследования оператора Перрона–Фробениуса, ставшие быстро развивающейся областью математики, поскольку хаотические отображения, по-видимому, являются простейшими системами, порождающими необратимые процессы.

Больцман применяет свои идеи к газам, содержащим огромное (порядка 10^{23}) число частиц. В хаотических отображениях мы имеем дело лишь с небольшим числом независимых переменных (равным единице

в случае сдвига Бернулли и двум в случае преобразования пекаря, которое мы вскоре рассмотрим). И снова мы должны отвергнуть утверждение о том, что необратимость существует только потому, что наши измерения ограничены приближениями. Но сначала опишем новый класс решений, связанных со статистическим описанием.

II

Как мы решаем динамическую задачу на статистическом уровне? Прежде всего нам необходимо найти функцию распределения $\rho(x)$, чтобы мы могли наблюдать за рекуррентным соотношением $\rho_{n+1}(x) = U\rho_n(x)$. Функция распределения $\rho_{n+1}(x)$ после $(n+1)$ итераций получается в результате действия оператора U на $\rho_n(x)$ — функция распределения после n итераций. С проблемой того же типа мы встречаемся в классической и квантовой механике. По причинам, которые будут объяснены в гл. 6, операторный формализм был впервые введен в квантовой механике, а затем распространился и на другие разделы физики, главным образом в статистической механике.

Оператор — это просто «рецепт», или перечень тех действий, которые необходимо произвести над данной функцией; в число этих действий могут входить умножение, дифференцирование или любая другая математическая операция. Чтобы задать оператор, необходимо указать область его определения. На функции какого типа действует оператор? Непрерывны они или ограничены? Обладают ли они какими-нибудь другими характеристиками? Свойства функций определяют функциональное пространство.

В общем случае оператор U , действуя на функцию $f(x)$, преобразует ее в какую-то другую функцию. (Например, если U — оператор дифференцирования, то $Ux^2 = 2x$.) Однако существуют такие функции, которые остаются инвариантными под действием оператора U . Их принято называть *собственными функциями* оператора. Действие оператора на собственные функции сводится к умножению их на число, которое называется *собственным числом*. В приведенном выше примере с оператором дифференцирования e^{kx} — собственная функция с собственным числом k . Фундаментальная теорема теории операторов утверждает, что оператор допускает разложение по собственным функциям и собственным значениям (те и другие зависят от функционального пространства). Особое значение имеет так называемое «гильберто-

во пространство», которое было тщательно исследовано физиками-теоретиками, работавшими в области квантовой механики. Гильбертово пространство содержит «хорошие функции», такие, как x или $\sin x$, но не содержит сингулярные, обобщенные функции, которые необходимы для введения необратимости в статистическое описание. Каждая новая теория в физике также требует нового математического аппарата. В нашем случае основная новация заключается в необходимости выйти в случае неустойчивых динамических систем за пределы гильбертова пространства.

После этих предварительных соображений обратимся снова к сдвигу Бернулли, для которого мы легко можем вывести явный вид оператора эволюции U : $\rho_{n+1}(x) = U\rho_n(x) = \frac{1}{2}[\rho_n(x/2) + \rho_n((x+1)/2)]$. Это уравнение означает, что после $(n+1)$ итераций распределение вероятности $\rho_{n+1}(x)$ в точке x определяется значениями $\rho_n(x)$ в точках $x/2$ и $(x+1)/2$. В силу формы оператора U , если ρ_n есть константа, равная α , ρ_{n+1} также есть константа, равная α , так как $U\alpha = \alpha$. Равномерное распределение $\rho = \alpha$, соответствующее равновесному состоянию, есть функция распределения, на которую выходят итерации сдвига Бернулли при $n \rightarrow \infty$.

Наоборот, если $\rho_n(x) = x$, то мы получаем $\rho_{n+1}(x) = \frac{1}{4} + \frac{x}{2}$. Иначе говоря, $Ux = \frac{1}{4} + \frac{x}{2}$, где оператор U преобразует функцию x в другую функцию $\frac{1}{4} + \frac{x}{2}$. Но мы можем без труда найти собственные функции в смысле приведенного выше определения, согласно которому оператор, действуя на собственную функцию, воспроизводит ее же, умноженную на константу. В рассматриваемом нами примере $U(x - \frac{1}{2}) = \frac{1}{2}(x - \frac{1}{2})$; следовательно, $x - \frac{1}{2}$ — собственная функция, отвечающая собственному значению, равному $\frac{1}{2}$. Повторив сдвиг Бернулли n раз, мы получим: $U^n(x - \frac{1}{2}) = (\frac{1}{2})^n(x - \frac{1}{2})$; при $n \rightarrow \infty$ правая часть стремится к 0. Следовательно, вклад $(x - \frac{1}{2})$ в $\rho(x)$ быстро затухает (скорость затухания зависит от показателя Ляпунова). Функция $(x - \frac{1}{2})$ принадлежит семейству многочленов, известных под названием *многочленов Бернулли* и обозначаемых $B_n(x)$. Они являются собственными функциями оператора U с собственными значениями $(\frac{1}{2})^n$, где n — степень многочле-

на [3]. Если записать ρ в виде суперпозиции многочленов Бернулли, то многочлены более высоких степеней исчезнут первыми, так как их коэффициенты затухания больше. В этом и кроется причина, по которой функция распределения быстро стремится к константе. В конце концов «выживает» только $B_0(x) = 1$.

Теперь нам необходимо выразить функцию распределения ρ и оператор Перрона–Фробениуса U через многочлены Бернулли. Но прежде чем выписывать результат, мы хотели бы еще раз подчеркнуть различие между «хорошими» и «сингулярными» (так называемыми обобщенными функциями, или распределениями (в смысле Лорана Шварца) — не путать с распределениями вероятности) функциями, поскольку это различие играет решающую роль. Простейшей сингулярной функцией по праву считается дельта-функция $\delta(x)$. Как было сказано в гл. 1 разд. III, $\delta(x - x_0)$ равна нулю при всех значениях $x \neq x_0$ и обращается в бесконечность при $x = x_0$. Мы уже упоминали о том, что сингулярные функции следует использовать в комбинации с хорошими функциями. Например, если $f(x)$ — хорошая непрерывная функция, то интеграл $\int dx f(x)\delta(x - x_0) = f(x_0)$ имеет вполне определенное значение. Наоборот, если под знаком интеграла стоит произведение сингулярных функций, например, $\int dx \delta(x - x_0)\delta(x - x_0) = \infty$, то интеграл расходится и поэтому не имеет смысла.

Наша основная математическая проблема состоит в представлении оператора U через его собственные функции и собственные значения. Такое представление называется спектральным представлением оператора U . Зная это представление, мы можем использовать его, чтобы получить явное выражение для $U\rho$, т. е. представить в явном виде, как оператор Перрона–Фробениуса действует на распределение вероятности ρ . Здесь мы обнаруживаем поразительную ситуацию, характерную для детерминистического хаоса. Мы уже нашли систему собственных функций $B_n(x)$ — многочленов Бернулли, обычных, или хороших, функций, но существует второй набор $\tilde{B}_n(x)$, состоящий из сингулярных функций, связанных с производными от δ -функции [4]. Чтобы получить спектральное представление оператора U и, следовательно, величины $U\rho$, нам необходимы оба набора собственных функций. В результате статистическая формулировка для сдвига Бернулли применима только к хорошим распределениям вероятности ρ , но

не к индивидуальным траекториям, которые соответствуют сингулярным распределениям вероятности, представимым с помощью δ -функции. Спектральное разложение оператора U , примененного к δ -функции, содержит произведения сингулярных функций, которые расходятся и не имеют смысла. Эквивалентность между индивидуальным описанием (на уровне траекторий, представляемых δ -функциями) и статистическим описанием нарушается. Но для непрерывного распределения вероятности ρ мы получаем внутренне непротиворечивые результаты, выходящие за рамки теории, оперирующей с траекториями. Мы можем вычислить скорость приближения к равновесному состоянию и получить явную динамическую формулировку необратимых процессов, происходящих в сдвиге Бернулли. Это подтверждает качественные соображения, приведенные в гл. 1 разд. III. Распределение вероятности учитывает сложную микроструктуру фазового пространства. Описание детерминистического хаоса на уровне индивидуальных траекторий представляет собой сверхидеализацию и не может отразить приближение к равновесному состоянию.

Здесь мы касаемся некоторых наиболее критических проблем современной математики. Действительно, как будет показано в гл. 5 и 6, нахождение собственных функций и собственных значений — центральная задача статистической и квантовой механики. Ее цель, как и в случае детерминистического хаоса, состоит в том, чтобы выразить оператор, например, оператор U , через его собственные функции и собственные значения. Преуспев в решении этой задачи, мы получаем спектральное разложение оператора. В квантовой механике такое разложение было получено в простых случаях для хороших функций. Далее мы можем воспользоваться гильбертовым пространством. Взаимосвязь между квантовой механикой и функциональным анализом в гильбертовом пространстве настолько тесна, что квантовую механику нередко отождествляют с функциональным анализом в гильбертовом пространстве. В гл. 6 мы увидим, что в общем случае ситуация иная.

В конечном счете, чтобы постичь реальный мир, нам необходимо выйти за пределы гильбертова пространства. В случае хаотических отображений выйти из гильбертова пространства необходимо потому, что нам требуются и хорошие функции $B_n(x)$, и сингулярные функции $\tilde{B}_n(x)$. Мы можем говорить об оснащенном гильбертовом пространстве, или о пространстве Гельфанда. Говоря более специальным языком, мы получаем неприводимое спектральное представление операторов

ра Перрона–Фробениуса, применимое исключительно к хорошим распределениям вероятности, а не к индивидуальным траекториям. Эти особенности имеют фундаментальный характер, поскольку они типичны для неустойчивых динамических систем. Мы обнаружим их снова при обобщении классической динамики в гл. 5 и квантовой механики в гл. 6. Физическая причина, по которой нам приходится покинуть гильбертово пространство, связана с проблемой незатухающих взаимодействий, о которой мы упоминали выше. Незатухающие взаимодействия требуют целостного, нелокального, описания. Эквивалентность между индивидуальным и статистическим описанием бесповоротно нарушается только вне гильбертова пространства, и необратимость входит в законы природы.

III

Сдвиг Бернулли не принадлежит к числу необратимых систем. Ранее мы упомянули о том, что стрела времени существует уже на уровне уравнений движения. Поскольку наша основная проблема состоит в описании того, как возникает необратимость в обратимых динамических системах, рассмотрим теперь отображение пекаря, или преобразование пекаря, которое является обобщением сдвига Бернулли. Возьмем квадрат со сторонами, длины которых равны единице. Сплющим квадрат в прямоугольник длиной 2 и высотой $\frac{1}{2}$, разрежем его пополам и из половинок сложим новый квадрат. Нижняя часть нового квадрата после однократной операции (итерации) разделится на две полосы (рис. 4.1). Кроме того, преобразование обратимо: обратное преобразование, которое сначала превращает квадрат в прямоугольник длиной $\frac{1}{2}$ и высотой 2, возвращает каждую точку в первоначальное положение.

Для сдвига Бернулли уравнения движения имеют очень простой вид: на каждом шаге координаты (x, y) переходят в $(2x, y/2)$ при $0 \leq x \leq \frac{1}{2}$ и в $(2x - 1, (y + 1)/2)$ при $\frac{1}{2} < x \leq 1$. Чтобы получить обратное преобразование пекаря, необходимо только переставить x и y .

В преобразовании пекаря две координаты играют различные роли. Горизонтальная координата x — растягивающая координата, соответствующая координате x в сдвиге Бернулли, поскольку та при каждой итерации умножается на 2 (mod 1). Площадь квадрата сохраняется, так как помимо координаты x мы имеем сжимающуюся координату y ; в на-

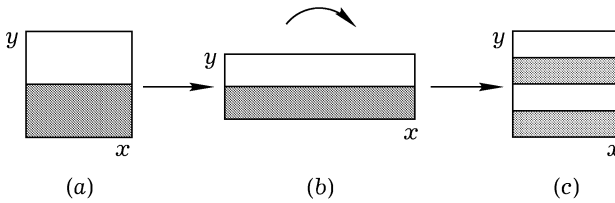


Рис. 4.1. Преобразование пекаря.

правления вертикальной координаты точки сближаются, когда квадрат сплющивается в прямоугольник. Так как расстояние между двумя точками по горизонтальной координате x с каждой итерацией преобразования пекаря удваивается, после n итераций оно увеличивается в 2^n раза. Если число 2^n записать в виде $e^{n \ln 2}$, то, так как число n итераций служит мерой времени, показатель Ляпунова равен $\ln 2$, т.е. совпадает с показателем Ляпунова в случае сдвига Бернулли, рассмотренного в разд. II. Существует также второй показатель Ляпунова с отрицательным значением $-\ln 2$, который соответствует сжимающемуся направлению y .

Действие последовательных итераций в преобразовании пекаря заслуживает такого же внимания, которое мы уделяли итерациям при обсуждении сдвига Бернулли (рис. 3.7). При рассмотрении преобразования пекаря мы начинаем с точек, локализованных в небольшой области квадрата (рис. 4.2), где мы можем отчетливо наблюдать растягивающее действие положительно показателя Ляпунова. Поскольку координаты x и y заключены между 0 и 1, точки возвращаются в единичный квадрат, что приводит к их равномерному распределению по всему квадрату. С помощью численного моделирования мы можем также проверить, что если начать с распределения вероятности $\rho_n(x, y)$, то распределение быстро выходит на равномерное, как в случае сдвига Бернулли (рис. 3.8).

Многое в механизме преобразования пекаря можно понять, если представить его так же, как мы представили в разд. I сдвиг Бернулли. Каждой точке (x, y) единичного квадрата мы поставим в соответствие дважды бесконечную последовательность двоичных цифр $\{u_n\}$, определяемых двоичными представлениями координат

$$x = \sum_{n=-\infty}^0 \frac{1}{2^{n+1}} u_n, \quad y = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{2^n} u_n,$$

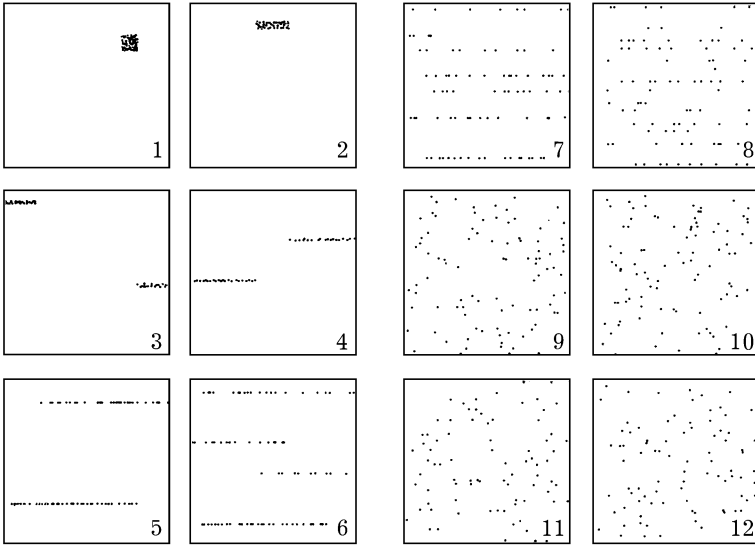


Рис. 4.2. ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРЕОБРАЗОВАНИЯ ПЕКАРЯ. Отображения упорядочены по числу итераций (т. е. по времени). (Численное моделирование Дина Дрибе.)

где любое из чисел u_n может принимать значения 0 или 1. Каждая точка (x, y) оказывается представленной последовательностью $\dots u_{-2}, u_{-1}, u_0, u_1, u_2, \dots$, где $\dots u_{-2}, u_{-1}, u_0$ соответствуют растягивающейся координате x , а $u_1, u_2, \dots$ — сжимающейся координате y . Например, точке $x = 1/4, y = 1/4$ соответствует последовательность с $u_{-1} = 1, u_2 = 1$ и остальными u_n , равными 0. Подставляя эти значения в уравнения движения, мы получаем сдвиг $u'_n = u_{n-1}$, т. е. снова сдвиг Бернулли. Мы видим, что информация, содержащаяся в начальных условиях, охватывает все прошлое и будущую историю системы (рис. 4.3).

Последовательные итерации преобразования пекаря приводят к фрагментации заштрихованных и незаштрихованных областей, что порождает все большее и большее число несвязных участков. Заметим, что цифра u_0 определяет, находится ли представляющая точка фазового пространства в левой ($u_0 = 0$) или правой ($u_0 = 1$) половине единичного квадрата. Так как цифры $u_n, \dots$ могут быть определены с помощью бросания монеты, итерации цифры u_n — величины $u'_n = u_{n-1}$,

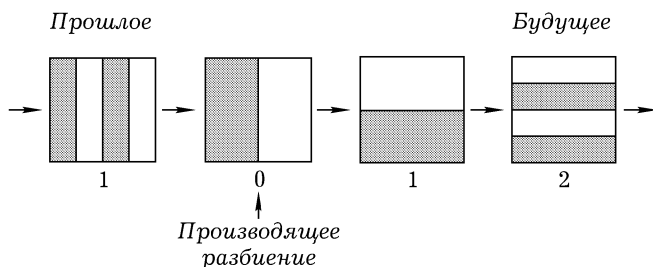


Рис. 4.3. ИТЕРАЦИИ ПРЕОБРАЗОВАНИЯ ПЕКАРЯ. Преобразование пекаря мы повторно применяем к начальному разбиению O (называемому производящим разбиением). Двигаясь в будущее, мы порождаем горизонтальные полосы. Аналогично, двигаясь в прошлое, мы порождаем вертикальные полосы.

$u''_n = u_{n-2}$ обладают такими же случайными свойствами. Это свидетельствует о том, что процесс, в силу которого представляющая точка появляется в левой или правой половине квадрата, можно рассматривать как сдвиг Бернулли.

Преобразование пекаря разделяет со всеми динамическими системами, известное как рекуррентность. Рассмотрим точку (x, y) , для которой последовательность $\{u_n\}$ в двоичном представлении конечная или бесконечная, но периодическая, и, таким образом, x и y — рациональные числа. Так как все u_n сдвигаются одинаково, любое состояние такого рода будет циклически повторяться через определенный период времени. То же самое можно сказать и относительно большинства других состояний. Для иллюстрации понятия рекуррентности рассмотрим двоичное представление иррациональной точки (x, y) , содержащее бесконечную последовательность нетривиальных неповторяющихся цифр. Можно показать, что почти все иррациональные числа содержат конечную последовательность цифр, повторяющуюся бесконечное число раз. Например, данная последовательность из $2m$ цифр в окрестности 0-й позиции, которая определяет состояние системы с точностью до 2^{-m} , под действием сдвига появляется бесконечное число раз. Так как число m можно сделать сколь угодно большим (хотя и конечным), почти любое состояние рано или поздно окажется сколь угодно близко к любой точке, включая и начальную точку, бесконечно много раз. Иначе говоря, большинство траекторий проходит через все фазовое пространство. Это — знаменитая теорема Пуанкаре о возвра-

щаемости, которую наряду с инвариантностью относительно обращения времени довольно долго выдвигали в качестве существенного возражения против существования настоящих диссипативных процессов. Ныне поддерживать подобную точку зрения не представляется возможным.

Резюмируя, можно сказать, что преобразование пекаря *имеет обратное, обратимо во времени, детерминистично, рекуррентно и хаотично*. Демонстрация этих свойств на примере преобразования пекаря особенно полезна, поскольку те же самые свойства присущи многим динамическим системам, встречающимся в реальном мире. Как будет показано далее, несмотря на эти свойства, хаос позволяет нам установить подлинную необратимость с помощью описания на статистическом уровне.

Динамика консервативных систем включает в себя законы движения и начальные условия. Законы движения здесь просты, но понятие начальных данных требует более детального анализа. Начальные условия индивидуальной траектории соответствуют бесконечному набору $\{u_n\}$ (n изменяется от $-\infty$ до $+\infty$). Но в реальном мире мы можем смотреть только через конечное окно. Это означает, что мы можем контролировать любое, но ограниченное число двоичных цифр u_n . Предположим, что такое окно соответствует $u_{-3}u_{-2}u_{-1}u_0 \cdot u_1u_2u_3$, а все остальные цифры неизвестны (точка означает пробел между цифрами координат x и y). Сдвиг Бернулли $u'_n = u_{n-1}$ означает, что на следующей итерации предыдущая последовательность двоичных цифр $u_{-3}u_{-2}u_{-1}u_0 \cdot u_1u_2u_3$ заменяется последовательностью $u_{-4}u_{-3}u_{-2}u_{-1} \cdot u_0u_1u_2$, которая содержит неизвестную цифру u_{-4} . Более точно, из-за наличия положительного показателя Ляпунова для того, чтобы мы могли указать положение точки после n итераций с точностью N двоичных знаков, начальное положение точки следует знать с точностью $N + n$ двоичных знаков.

Как было показано в гл. 1, традиционная интерпретация решения этой проблемы привела бы к грубозернистому распределению вероятности, определяемому не поточно, а скорее областями, как первоначально и предполагали Пауль и Татьяна Эренфесты [5]. Однако две точки на расширяющемся многообразии, даже если они неразличимы в результате измерений с заданной конечной точностью в момент времени 0, со временем разделятся и, следовательно, станут наблюдаемыми. Следовательно, традиционная крупнозернистость неприменима к дина-

мической эволюции. Это — одна из причин, по которым нам требуется более тонкий метод.

Однако сначала нам следовало бы более подробно проанализировать, как происходит приближение к равновесному состоянию в случае преобразования пекаря [6]. Несмотря на то, что это преобразование обратимо, как все динамические системы, эволюция при $t \rightarrow +\infty$ и $t \rightarrow -\infty$ протекает по-разному. При $t \rightarrow +\infty$ мы движемся ко все более узким *горизонтальным* полосам (рис. 4.3). В отличие от этого при $t \rightarrow -\infty$ мы движемся ко все более узким *вертикальным* полосам.

Мы видим, что для хаотических отображений динамика приводит к двум типам эволюции. Таким образом, мы получаем два независимых описания, одно — характеризующее приближение к равновесному состоянию в будущем (при $t \rightarrow +\infty$), другое — характеризующее приближение к равновесному состоянию в нашем прошлом (при $t \rightarrow -\infty$). Такое динамическое «разложение» возможно как в случае хаотических отображений, так и в случае неинтегрируемых классических и квантовых систем, в чем мы убедимся позднее. Для простой динамической системы, будь то гармонический осциллятор или система двух тел, такого разложения не существует: прошлое и будущее неразличимы. Какого из двух описаний следует придерживаться в случае хаотических отображений? К этому вопросу мы будем возвращаться неоднократно. А пока примем во внимание одно универсальное свойство, присущее любому необратимому процессу. Все стрелы времени в природе имеют одну и ту же ориентацию. Они производят энтропию в одном и том же направлении времени, которое по определению есть будущее. Учитывая это, нам надлежит придерживаться того описания, которое соответствует равновесному состоянию, достигаемому в *нашем будущем*, т. е. при $t \rightarrow +\infty$.

В гл. 1 мы упоминали о парадоксе времени, связанном с преобразованием пекаря: хотя динамика, описываемая этим преобразованием обратима во времени, на статистическом уровне появляются необратимые процессы. Как в случае сдвига Бернулли, мы можем ввести оператор Перрона–Фробениуса U , определяемый соотношением $\rho_{n+1}(x, y) = U\rho_n(x, y)$. Но возникает фундаментальная трудность: некая общая теорема утверждает, что для обратимых динамических систем существует спектральное представление, определенное на гильбертовом пространстве, содержащем только хорошие функции [7]. Кроме того, в этом представлении не существует затухания, так как соб-

ственные значения по модулю равны 1. Такое представление существует и в случае преобразования пекаря, но не представляет для нас интереса, поскольку не дает новой информации относительно траекторий. Мы просто возвращаемся к уравнению $\delta(x - x_{n+1})\delta(y - y_{n+1}) = U\delta(x - x_n)\delta(y - y_n)$, решение которого эквивалентно описанию на уровне траекторий [8].

Точно так же, как в случае сдвига Бернулли, для получения дополнительной информации нам необходимо выйти из гильбертова пространства. Для спектральных представлений в обобщенном пространстве, которое было недавно получено, собственные значения оказываются такими же, как в случае сдвига Бернулли, т.е. $(\frac{1}{2})^m$ [9]. Кроме того, собственные функции сингулярны, например, $\tilde{B}_n(x)$ для сдвига Бернулли. Эти представления неприводимы в том, что они применимы только к пробным функциям, что вынуждает нас ограничиваться непрерывными функциями распределения. Индивидуальные траектории, описываемые сингулярными δ -функциями, исключаются. Как и в случае сдвига Бернулли, эквивалентность между индивидуальным и статистическим описаниями нарушается. Только статистическое описание включает в себя приближение к равновесному состоянию и, следовательно, необратимость.

В случае преобразования пекаря существует один важный новый элемент по сравнению со сдвигом Бернулли: уравнение Перрона–Фробениуса применимо и к будущему, и к прошлому ($\rho_{n+1} = U\rho_n$ и $\rho_{n-1} = U^{-1}\rho_n$; здесь U^{-1} — оператор, обратный к оператору U). В рамках спектральных представлений гильбертова пространства никакого различия между этими двумя разновидностями уравнения Перрона–Фробениуса нет, так как $U^{n_1+n_2} = U^{n_1}U^{n_2}$ при любых знаках показателей n_1 и n_2 (напомним, что знак «плюс» соответствует будущему, а знак «минус» — прошлому). Гильбертово пространство можно описать как *динамическую группу*. Наоборот, что касается неприводимых спектральных представлений, не существует существенного различия между будущим и прошлым. Собственные значения оператора U^n представимы в виде $(\frac{1}{2^m})^n = e^{-n(m \ln 2)}$. Эта формула соответствует затуханию в будущем ($n > 0$) и расходимости в прошлом ($n < 0$). Теперь существуют два различных спектральных представления — одно для будущего, другое для прошлого. Эти два направления времени, содержащиеся в описании на уровне траекторий (или гильбертова простран-

ства), ныне переплетены. В результате динамическая группа разбивается на *две подгруппы*. Как отмечалось выше, согласно принятой нами точке зрения все необратимые процессы ориентированы во времени в одном и том же направлении. Нам необходимо выбрать ту подгруппу, в которой равновесное состояние достигается в нашем собственном будущем. Сама природа описывается подгруппой, отличающей прошлое от будущего. Существует стрела времени. В результате исключается традиционный конфликт между динамикой и термодинамикой.

Резюмируя, можно сказать, что покуда мы рассматриваем траектории, кажется парадоксальным говорить о законах хаоса, так как мы имеем дело с негативными аспектами хаоса, такими, как экспоненциальное разбегание траекторий, которое порождает невычислимость и кажущуюся хаотичность. Ситуация резко изменяется, когда мы вводим статистическое описание, которое остается в силе и сохраняет вычислимость при всех временах. С учетом этого обстоятельства законы динамики для хаотических систем надлежит формулировать на статистическом уровне. В рассмотренных выше простых примерах необратимость связана только со временем Ляпунова, но наши исследования в последнее время удалось распространить на более общие отображения, описывающие такие необратимые явления, как диффузию и различные другие процессы переноса [10].

IV

Как упоминалось в гл. 1, успех статистического описания, применяемого к детерминистическому хаосу, проистекает из того, что оно учитывает сложную микроструктуру фазового пространства. В каждой конечной области фазового пространства имеются экспоненциально разбегающиеся траектории. Самое определение показателя Ляпунова включает в себя сравнение двух соседних траекторий. Замечательно, что необратимость возникает уже в простых ситуациях с весьма небольшим числом степеней свободы. Разумеется, это наносит удар антропоморфной интерпретации необратимости, основанной на аппроксимациях, якобы вносимых нами. К сожалению, такая антропоморфная интерпретация, появившаяся после поражения Больцмана, имеет хождение и поныне.

Правда, если начальные условия известны с бесконечной точностью, то описание на уровне траекторий остается в силе. Но никакой реалистической ситуации это не соответствует. Всякий раз, когда мы проделываем эксперимент, компьютерный или натурный, мы имеем дело с ситуациями, в которых начальные условия заданы с конечной точностью и в случае хаотических систем приводят к нарушению симметрии. Аналогично, мы могли бы представить себе бесконечно большие скорости и, следовательно, отказаться от теории относительности, основанной на существовании максимальной скорости — скорости света c в пустоте, но допущение о скоростях, превышающих скорость света c , не соответствует известной наблюдаемой реальности.

Отображения — идеализированные модели, которые не могут ухватить истинную непрерывность времени. Поскольку нас ныне интересуют более реалистические ситуации, особую важность для нас приобретают неинтегрируемые системы Пуанкаре, для которых разрыв между индивидуальным описанием (на уровне траекторий или волновых функций) и статистическим описанием еще более разителен. Для таких систем демон Лапласа становится бессильным независимо от того, конечно или бесконечно его знание настоящего. Будущее более не «дано», оно становится «конструкцией», если воспользоваться выражением французского поэта Поля Валери.

ГЛАВА 5

За пределами законов Ньютона

I

Проанализировав в гл. 4 отображения, т.е. упрощенные модели, мы подошли к вопросу, находящемуся в самом центре интересующей нас проблемы: какова роль неустойчивости и незатухающих взаимодействий в рамках классической и квантовой механики? Классическая механика есть та наука, на которой основана наша уверенность в детерминистическом обратимом во времени описании природы. Отвечая на поставленный вопрос, мы должны прежде всего разобраться с законами Ньютона — уравнениями, которые на протяжении последних трех столетий занимали господствующее положение в теоретической физике.

Квантовая механика ограничивает применимость классической механики, когда речь заходит о приложении к атомам и элементарным частицам. Теория относительности показывает, что классическая механика должна быть модифицирована и когда речь заходит о высоких энергиях или космологии. В зависимости от ситуации мы можем воспользоваться либо индивидуальным описанием (на уровне траекторий, волновых функций или полей), либо статистическим описанием. Замечательно, что на всех уровнях неустойчивость и неинтегрируемость нарушают эквивалентность этих двух описаний. Следовательно, нам надлежит пересмотреть формулировку законов физики в соответствии с тем открытым эволюционирующим миром, в котором живет человечество.

Как уже говорилось выше, наша позиция состоит в том, что классическая механика неполна, поскольку не охватывает необратимые процессы, связанные с возрастанием энтропии. Чтобы охватить в формулировке классической механики такие процессы, мы должны включить в нее неустойчивость и неинтегрируемость. Интегрируемые системы являются исключениями. Начиная с проблемы трех тел, большинство динамических задач неинтегрируемы. Для интегрируемых систем

два способа описания — описание на уровне траекторий, основанное на законах Ньютона, и статистическое описание, основанное на ансамблях, — эквивалентны. Для неинтегрируемых систем это не так. Следовательно, даже в классической динамике мы вынуждены использовать статистический подход Гиббса (см. гл. 1, разд. III). Как было показано в гл. 3, разд. I, именно такой подход приводит к динамической интерпретации равновесной термодинамики. Следовательно, вполне естественно, что для включения неравновесных процессов, вынуждающих системы стремиться к равновесному состоянию, нам также необходимо воспользоваться статистическим описанием. Именно так нам удастся включить неравновесность в динамику. В результате появятся неньютоновские вклады, непротиворечиво включаемые в динамику на уровне статистического описания. Кроме того, новые вклады нарушают временную симметрию. Таким образом мы получаем вероятную формулировку динамики, посредством которой мы можем разрешить конфликт между обратимой во времени динамикой и ориентированной во времени точкой зрения термодинамики.

Мы хорошо сознаем, что этот шаг представляет радикальный разрыв с прошлым. Траектории всегда рассматривались как исходные, фундаментальные «инструменты» нашего ремесла. Теперь это уже не так. Мы увидим в дальнейшем ситуации, в которых траектории «коллапсируют», если позволительно заимствовать этот термин из квантовой механики (см. разд. VII).

Оглядываясь назад, не следует удивляться тому, что нам пришлось отказаться от описания на уровне индивидуальных траекторий. Как было показано в гл. 1, неинтегрируемость обусловлена резонансами, которые представляют собой определенные условия на частоты. Резонансы — не локальные события, происходящие в данных точках пространства и в данный момент времени. Резонансы приносят элементы, совершенно чуждые локальному описанию на уровне траекторий. Вместо индивидуального описания нам необходимо статистическое описание для формулировки динамики в тех ситуациях, в которых мы ожидаем необратимые процессы и, следовательно, увеличение энтропии. В конце концов именно такие ситуации мы наблюдаем в окружающем мире.

Индетерминизм, как его понимали Уайтхед, Бергсон и Поппер, теперь появляется в физике. Но это более не результат какого-то априорного метафизического выбора, а скорее необходимость статистического описания неустойчивых динамических систем. На протяжении послед-

них десятилетий многие ученые предложили несколько переформулировок, или обобщений, квантовой теории. Но то, что теперь нам необходимо обобщить не только квантовую, но и классическую механику, совершенно неожиданно. Еще более неожиданно стало осознание того, что пересмотр классической механики может послужить путеводной нитью для обобщения квантовой теории.

II

Прежде чем приступать к ревизии законов Ньютона, резюмируем фундаментальные понятия классической механики. Рассмотрим движение материальной точки с массой m . Со временем материальная точка описывает траекторию $r(t)$, ее скорость определяется формулой $v = dr/dt$, а ускорение — формулой $a = d^2r/dt^2$. Основное уравнение Ньютона связывает ускорение a с силой F соотношением $F = ma$. Эта формула выражает классический принцип инерции, т.е. если нет силы, то нет и ускорения, и скорость остается постоянной. Уравнение Ньютона остается инвариантным, если от одного наблюдателя мы переходим к другому, который движется с постоянной скоростью относительно первого наблюдателя. Это явление известно под названием галилеевой инвариантности, которая, как мы увидим в гл. 8, претерпела радикальные изменения под влиянием теории относительности. Здесь мы имеем дело с ньютоновской нерелятивистской физикой.

Нетрудно видеть, что время входит в уравнение Ньютона только через вторую производную. Ньютоновское, так сказать, время обратимо, будущее и прошлое играют одну и ту же роль. Кроме того, закон Ньютона детерминистичен.

Рассмотрим теперь более общую ситуацию, в которой система состоит из N частиц. В трехмерном пространстве мы имеем $3N$ координат $q_1, \dots, q_{3N}$ и $3N$ соответствующих скоростей $v_1, \dots, v_{3N}$. В современных формулировках динамики мы обычно определяем и координаты, и скорости (или, точнее, импульсы $p_1, \dots, p_{3N}$, где в простых случаях $p = mv$) как независимые переменные. Как в главе 1, состояние динамической системы ставится в соответствие точке в фазовом пространстве, а ее движение описывается траекторией в фазовом пространстве. Самой важной величиной в классической динамике является гамильтониан H , определяемый как энергия системы, выраженная через переменные q и p . В общем случае H есть сумма кинетической

энергии $E_{\text{кин}}(p)$ и потенциальной энергии $V(q)$, где p и q означают весь набор независимых переменных.

Располагая гамильтонианом $H(p, q)$, мы можем вывести уравнения движения, определяющие эволюцию координаты и импульса со временем. Эта процедура знакома всем, кому когда-либо доводилось изучать механику. Уравнения, выводимые из гамильтониана, называются *каноническими* уравнениями движения. В отличие от уравнений Ньютона, которые являются уравнениями второго порядка (т.е. содержат производную по времени второго порядка), гамильтоновы уравнения — первого порядка. Для одной свободной частицы $H = p^2/2m$, импульс p со временем не изменяется, а координата изменяется со временем линейно: $q = q_0 + \frac{p}{m}t$. По определению, для интегрируемых систем гамильтониан можно выразить через одни лишь импульсы (в случае необходимости — после подходящей замены переменных). Пуанкаре изучал гамильтонианы вида $H = H_0(p) + \lambda V(q)$, представимые в виде суммы интегрируемого члена («свободного гамильтониана» $H_0(p)$) и потенциальной энергии, обусловленной взаимодействиями (λ — масштабный множитель, которым мы воспользуемся в дальнейшем). Пуанкаре показал, что этот класс гамильтонианов, как правило, не интегрируется. Это означает, что мы не можем исключить взаимодействия и перейти к независимым координатам. В гл. 1 мы уже упоминали о том, что неинтегрируемость обусловлена расходящимися знаменателями, связанными с резонансами Пуанкаре, из-за которых мы не можем решить уравнения движения (по крайней мере в виде ряда по степеням постоянной связи λ).

На следующих страницах нас будут интересовать главным образом неинтегрируемые большие системы Пуанкаре (БСП). Как мы знаем, резонансы Пуанкаре связаны с частотами, соответствующими различным гармоникам движения. Частота ω_k зависит от длины волны k . (Если использовать свет в качестве примера, то ультрафиолет имеет более высокую частоту ω и более короткую длину волны k , чем инфракрасный свет.) Рассматривая неинтегрируемые системы, в которых частота изменяется непрерывно с длиной волны, мы вплотную подходим к определению БСП. Это условие выполняется, когда объем, внутри которого находится система, достаточно велик для того, чтобы поверхностными эффектами можно было пренебречь. Именно поэтому мы называли такие системы большими системами Пуанкаре.

Простым примером БСП может служить взаимодействие между осциллятором с частотой ω_l , связанным с данным полем. В наш век радио и телевидения всем нам приходилось слышать термин «радиоволны». Амплитуда радиоволн определяется полем, описываемым функцией $\varphi(x, t)$ положения и времени. Как было установлено в начале XX в., поле можно мысленно представить себе как суперпозицию колебаний с частотами ω_k , длина которых k варьируется от размеров самой системы до размеров элементарных частиц. Во взаимодействии поле — осциллятор, которое мы рассматриваем, резонансы возникают всякий раз, когда частота поля ω_k совпадает с частотой осциллятора ω_l . Пытаясь решить уравнения движения осциллятора, взаимодействующего с полем, мы встречаем резонансы Пуанкаре $1/(\omega_l - \omega_k)$, которые порождают расходимость всякий раз, когда $\omega_l = \omega_k$. Иначе говоря, такие члены обращаются в бесконечность и, следовательно, становятся бессмысленными. Как будет показано, наше статистическое описание позволяет исключить такие расхожимости.

Резонансы Пуанкаре приводят к одной из форм хаоса. Действительно, бесчисленные компьютерные эксперименты подтверждают появление случайных траекторий, как в случае детерминистического хаоса. В этом смысле существует тесная аналогия между детерминистическим хаосом и неинтегрируемостью Пуанкаре.

III

Как и в предыдущих главах, рассмотрим распределение вероятности $\rho(q, p, t)$, эволюции которого во времени мы легко можем вывести из канонических уравнений движения. Мы находимся теперь в такой же ситуации, в которой находились при рассмотрении хаотических отображений, когда заменили уравнения движения статистическим описанием, связанным с оператором Перрона–Фробениуса. В классической механике нам приходилось также встречать оператор эволюции, известный как оператор Лиувилля. Он определяет эволюцию распределения вероятности ρ с помощью уравнения $i\partial\rho/\partial t = L\rho$. Изменение ρ со временем мы получаем, действуя на ρ оператором L . Если функция распределения не зависит от времени: $\partial\rho/\partial t = 0$, то $L\rho = 0$. Это соответствует термодинамическому равновесию. В этом случае, как было сказано в гл. 3 разд. I, ρ зависит только от энергии (или гамильтониана), которая является инвариантом движения.

Решение динамических задач на статистическом уровне требует определения спектрального представления оператора L , как это было объяснено в гл. 4 для хаотических систем. Следовательно, нам необходимо найти собственные функции и собственные значения. Мы видим, что спектральное представление зависит от функций, которые в прошлом принято было считать принадлежащими гильбертову пространству, т.е. пространству «хороших» функций (для интегрируемых систем такой выбор спектрального представления остается в силе и поныне). Фундаментальная теорема, приводимая в любом учебнике по функциональному анализу, утверждает, что оператор L имеет в гильбертовом пространстве действительные собственные значения l_n . В этом случае эволюция во времени оказывается суперпозицией осцилляторных членов. Действительно, формальное решение уравнения Лиувилля имеет вид $\rho(t) = \exp(-itL)\rho(0)$. Осцилляторный член $\exp(-itl_n) = \cos(tl_n) - i \sin(tl_n)$ связан с собственными значениями l_n ; прошлое и будущее играют одинаковую роль. Чтобы включить в описание необратимость, нам необходимы комплексные собственные значения $l_n = \omega_n - i\Omega_n$, которые приводят к экспоненциальному затуханию $e^{-\Omega_n t}$ для эволюции во времени. Такой вклад прогрессивно убывает в будущем ($t > 0$), но возрастает в прошлом ($t < 0$), таким образом симметрия во времени нарушается.

Но получить комплексные собственные значения можно только в том случае, если мы выйдем за пределы гильбертова пространства. Наша главная цель теперь состоит в том, чтобы понять, по каким физическим причинам мы должны покинуть гильбертово пространство. Сделать это необходимо вследствие того неопровержимого факта, что в природе существуют *незатухающие* взаимодействия [1]. Взять хотя бы комнату, в которой мы находимся. Молекулы в воздухе, заполняющем ее, постоянно сталкиваются. Но эти столкновения отличаются от *переходных* взаимодействий, происходящих, например, между конечным числом молекул в вакууме. Там молекулы взаимодействуют в течение конечного периода времени и в конце концов улетают в бесконечность. Различие между незатухающими и переходными взаимодействиями приобретает решающее значение при переходе от классической динамики к термодинамике. Классическая динамика извлекает данное число частиц и рассматривает их движение изолировано от остальных частиц; необратимость возникает в том случае, если взаимодействия между отобранными частицами не прекращаются. Кратко можно ска-

зять, что динамика соответствует редукционистской точке зрения в том смысле, что мы рассматриваем изолированно конечное число молекул. Необратимость возникает из более целостного подхода, когда мы рассматриваем как единое целое системы, состоящие из большого числа частиц. Чтобы сделать различие между тем и другим подходом более четким, мы покажем, почему нам потребовались сингулярные функции распределения и, следовательно, назрела необходимость покинуть гильбертово пространство.

IV

Переходные взаимодействия можно описывать с помощью *локализованных* функций распределения. Для описания незатухающих взаимодействий в большом пространстве, например, в атмосфере, нам требуются *делокализованные* функции распределения. Уточняя определение различия между локализованными и делокализованными функциями распределения ρ , начнем с простого примера. В одномерной системе координата x простирается от $-\infty$ до $+\infty$. Локализованные функции распределения сосредоточены на конечном отрезке прямой. Частным случаем является индивидуальная траектория, которая локализована в данной точке и со временем движется по прямой. В отличие от локализованных делокализованные функции распределения «размазаны» по всей прямой. Эти два класса функций распределения описывают различные ситуации. Рассмотрим в качестве примера *рассеяние*. В обычных экспериментах с рассеянием мы создаем пучок частиц, который направляем на препятствие («центр рассеяния»). В рассеянии можно выделить три этапа (рис. 5.1).

В эксперименте по рассеянию пучок частиц сначала приближается к центру рассеяния, затем взаимодействует с ним и, наконец, свободно движется дальше. Важно отметить, что процесс взаимодействия пучка с центром рассеяния носит переходный характер. С другой стороны, для делокализованных распределений пучок простирается по всей оси, и поэтому рассеяние не начинается, не заканчивается. Мы имеем то, что можно было бы назвать незатухающим рассеянием.

Эксперименты с переходным рассеянием сыграли значительную роль в истории физики, позволив нам исследовать взаимодействия между элементарными частицами, такими, как протоны и электроны. Тем не менее во многих ситуациях (особенно в таких макроскопических

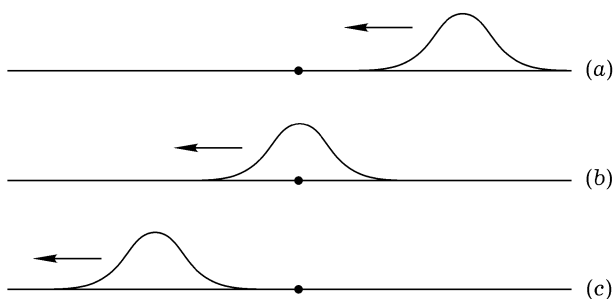


Рис. 5.1. Три стадии рассеяния. (а) Пучок частиц приближается к рассеивающему центру. (б) Пучок частиц накрывает рассеивающий центр. (с) Пучок частиц снова находится в свободном движении.

системах, как газы или жидкости) мы имеем незатухающие взаимодействия, так как столкновения частиц в них никогда не прекращаются. Резюмируя, можно сказать, что переходные взаимодействия связаны с локализованными функциями распределения, например, с траекториями, а незатухающие взаимодействия связаны с делокализованными распределениями, которые простираются по всей системе.

Термодинамические системы характеризуются незатухающими взаимодействиями, и поэтому их следует описывать делокализованными распределениями. Определяя такие системы, необходимо рассматривать *термодинамический предел*, когда число частиц N и объем V неограниченно возрастают, в то время как их отношение, или концентрация частиц, N/V остается постоянным. Хотя формально мы рассматриваем пределы $N \rightarrow \infty$, $V \rightarrow \infty$, разумеется, не существует динамических систем (даже Вселенная), в которых число частиц бесконечно. Термодинамический предел просто означает, что поверхностными эффектами, описываемыми членами порядка $1/N$ или $1/V$, можно пренебречь. Термодинамический предел играет центральную роль во всей макроскопической физике. Без понятия «термодинамический предел» мы не могли бы даже определить такие состояния материи, как газы, жидкости или твердые тела, или описывать фазовые переходы между этими состояниями. Мы не могли бы также провести различие между состояниями, близкими к равновесному и далекими от равновесного (эти состояния мы рассмотрели в гл. 2).

Проиллюстрируем теперь, почему введение делокализованных функций распределения вынуждает нас покинуть класс «хороших»

функций и, следовательно, гильбертово пространство. Для этого нам необходимо предварительно рассмотреть несколько элементарных математических понятий. Прежде всего всякий, кто изучает математику, знаком с периодическими функциями, например, $\sin(2\pi x/\lambda)$. Такая функция остается инвариантной, если к координате x прибавить длину волны λ :

$$\sin\left(\frac{2\pi x}{\lambda}\right) = \sin\left(\frac{2\pi(x + \lambda)}{\lambda}\right).$$

Существуют и другие периодические функции, например, $\cos\left(\frac{2\pi x}{\lambda}\right)$ или более сложная комплексная комбинация

$$e^{i\frac{2\pi x}{\lambda}} = \cos\left(\frac{2\pi x}{\lambda}\right) + i \sin\left(\frac{2\pi x}{\lambda}\right).$$

Вместо длины волны λ часто используется волновой вектор $k = 2\pi/\lambda$. Показательная функция e^{ikx} называется плоской волной.

Далее классическая теория рядов (или интегралов) Фурье доказывает, что любую функцию от координаты x , которую мы обозначим $f(x)$, можно представить в виде суперпозиции периодических функций, соответствующих волновым векторам k , или более конкретно в виде суперпозиции плоских волн e^{ikx} . В этой суперпозиции каждая плоская волна умножается на амплитуду $\varphi(k)$, которая зависит от k . Функция $\varphi(k)$ известна как образ функции $f(x)$ при преобразовании Фурье.

Кратко можно сказать, что от функции $f(x)$ координаты x мы совершаем переход к описанию $\varphi(k)$ в волновых векторах k . Разумеется, обратное преобразование также возможно. Кроме того, важно заметить, что между $f(x)$ и $\varphi(k)$ существует своего рода двойственность. Если $f(x)$ имеет носителем пространственный интервал Δx (и тождественно равна нулю вне его), то $\varphi(k)$ имеет носителем «спектральный» интервал $\Delta k \sim 1/\Delta x$. Когда пространственный интервал Δx увеличивается, спектральный интервал Δk уменьшается, и наоборот [2].

В гл. 1 разд. III и гл. 3 разд. II мы определили сингулярную функцию $\delta(x)$. Как мы знаем, $\delta(x)$ отлична от нуля только в точке $x = 0$. Следовательно, пространственный интервал Δx равен нулю, а так как $\Delta k \sim 1/\Delta x$, спектральный интервал бесконечен. Наоборот, делокализованным функциям, для которых $\Delta x \rightarrow \infty$, соответствуют сингулярные функции от k , такие, как $\delta(k)$. Таким образом, делока-

лизованные функции распределения являются существенным элементом в описании незатухающих взаимодействий. В равновесном состоянии функция распределения ρ зависит от гамильтониана (см. гл. 3 разд. I). Гамильтониан содержит кинетическую энергию, которая является функцией импульсов p , а не координат, и поэтому содержит делокализованную часть, имеющую сингулярный образ при преобразовании Фурье. Неудивительно, что сингулярные функции играют решающую роль в нашем динамическом описании. Более того, именно необходимость в сингулярных функциях вынуждает нас покинуть гильбертово пространство. *Равновесные* распределения, которые являются функциями гамильтониана, уже лежат за пределами гильбертова пространства.

V

Сравним теперь описание на уровне траекторий со статистическим описанием с помощью оператора Лиувилля (см. разд. III). Здесь нас ожидает большой сюрприз, потому что статистическое описание вводит совершенно другие понятия. Это очевидно даже в простейшем случае, когда мы рассматриваем движение свободной частицы вдоль прямой. Как мы узнали в разд. II, координата q частицы линейно изменяется со временем, хотя импульс остается постоянным. Наоборот, статистическое описание определяется с помощью волновых векторов k , связанных с преобразованием Фурье координаты q и импульсом p . Обычно мы используем волновые векторы, когда рассматриваем акустические или оптические задачи, но теперь волновые векторы возникают в задаче динамики. Причина заключается в том, что для свободной частицы оператор Лиувилля L есть просто оператор дифференцирования: $L = \frac{ip}{m} \frac{\partial}{\partial x}$. Как было отмечено в гл. 4 разд. I, собственные функции имеют в этом случае вид экспонент $\exp(ikx)$, собственные значения — вид pk/m . Собственные функции $\exp(ikx)$ — периодические (плоские волны), так как $\exp(ikx) = \cos(kx) + i \sin(kx)$. Они простираются по всему пространству в разительном контрасте с траекторией, локализованной в одной точке. Решение уравнения движения для свободной частицы в статистическом описании получается в виде суперпозиции плоских волн. Разумеется, в этом простом примере ожидается, что индивидуальное и статистическое описания эквивалентны. Исходя из плоских волн и теории преобразования Фурье, мы можем реконстру-

ировать траекторию (рис. 5.2). А так как траектория сосредоточена в одной точке, мы должны образовать суперпозицию плоских волн, простирающейся по всей длине спектрального интервала ($\Delta k \rightarrow \infty$). В результате при $q = q_0$ амплитуды плоских волн увеличиваются вследствие *усиливающей* интерференции, а при $q \neq q_0$ исчезают вследствие *ослабляющей* интерференции. В интегрируемых системах волновой вектор k постоянен во времени. Образуя суперпозицию плоских волн, мы можем восстановить траектории в любой момент времени. Однако

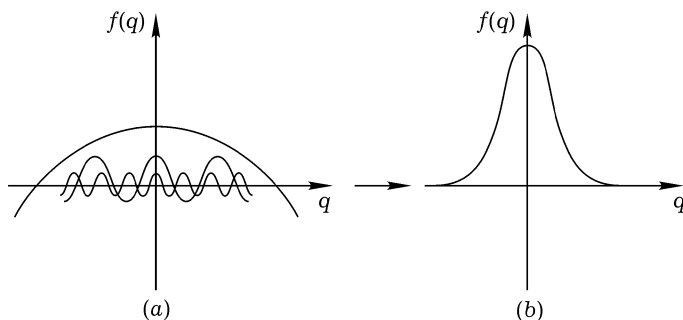


Рис. 5.2. Суперпозиция плоских волн. Траектории, возникающие при суперпозиции плоских волн в результате усиливающей интерференции, приводят к функции с резким пиком в окрестности точки $q = 0$.

важно иметь в виду, что траектория здесь уже является не фундаментальным понятием, а производным как конструктор из плоских волн. При таком подходе можно было бы подумать, что резонансы смогут угрожать усиливающей интерференции, позволяющей восстанавливать траекторию. Такое подозрение не могло быть принято во внимание, пока траекторию мы рассматривали как основное, несводимое к более элементарным понятиям. Если траектория была бы представлена точкой в фазовом пространстве, то коллапс траекторий соответствовал бы распаду одной точки со временем на множество точек, как в процессе диффузии, анализом которого мы занимались в гл. 1. Одно и то же начальное условие могло бы порождать множество траекторий, как это было в случае диффузионного процесса.

Собственные значения $k\rho/t$ оператора Лиувилля соответствуют частотам, фигурирующим в резонансах Пуанкаре. Они зависят от k

и p , но не зависят от координат. Следовательно, использование волнового вектора k можно принять за логический отправной пункт при обсуждении роли резонансов Пуанкаре. Плоские волны позволяют нам описывать не только траектории (соответствующие переходным взаимодействиям), но и делокализованные ситуации. Как мы уже знаем, это приводит к сингулярным функциям от волнового вектора k . Рассмотрим теперь, как влияет интерференция на статистическое описание. Воспользуемся для этого языком волновых векторов.

VI

Предположим, что потенциальная энергия V в гамильтониане есть сумма попарных взаимодействий. Тогда из хорошо известных теорем следует, что взаимодействие между частицами j и n изменяет два волновых вектора k_j и k_n , но сумма этих волновых векторов сохраняется, что дает нам закон сохранения $k_j + k_n = k'_j + k'_n$, где k'_j и k'_n — волновые векторы после взаимодействия [3].

Мы можем описать динамическую эволюцию в рамках статистического формализма, рассматривая для наглядности последовательность событий, разделенных свободным движением. В результате каждого события волновые векторы k и импульсы p изменяются; в промежутках между событиями они остаются неизменными. Рассмотрим природу этих событий более подробно.

В гл. 3 разд. I мы ввели понятие корреляций. Теперь мы уточним его определение. Функция распределения $\rho(q, p, t)$ зависит от координат и импульсов. Интегрируя эту функцию по координатам, мы утрачиваем всю информацию относительно положения частиц и, следовательно, корреляций в пространстве. Мы получаем функцию $\rho_0(p, t)$, представляющую нам информацию только относительно импульсов. Именно поэтому ρ_0 принято называть *вакуумом корреляций*. С другой стороны, интегрируя по всем координатам, кроме координат q_i, q_j частиц i и j , мы сохраняем информацию о возможных корреляциях между частицами i и j . Соответствующая функция ρ_2 называется парной корреляцией. Аналогичным образом мы можем определить тройные и более высокие корреляции. В статистическом описании важно заменить координаты, которые зависят от функций распределения через их об-

разы Фурье, волновыми векторами в том виде, как они появляются в спектральном разложении оператора Лиувилля.

Примем теперь во внимание закон сохранения волновых векторов. Согласно этому закону, каждое событие можно представить точкой с двумя входящими линиями k_j и k_n и двумя выходящими линиями k'_j и k'_n , где $k_j + k_n = k'_j + k'_n$. Кроме того, в каждой точке импульсы p взаимодействующих частиц претерпевают изменения и появляется оператор дифференцирования $\frac{\partial}{\partial p}$. Простейшее из событий этого рода представлено на рис. 5.3.

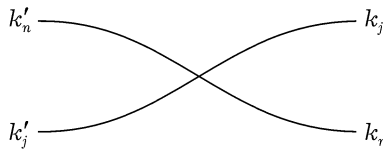


Рис. 5.3. ДИАГРАММА РАСПРОСТРАНЕНИЯ. Динамическое событие, соответствующее взаимодействию двух частиц, ведет от волновых векторов k_j , k_n к волновым векторам k'_j , k'_n .

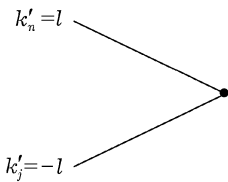


Рис. 5.4. ФРАГМЕНТ РОЖДЕНИЯ. Динамическое событие преобразует вакуум корреляций в парную корреляцию l , $-l$.

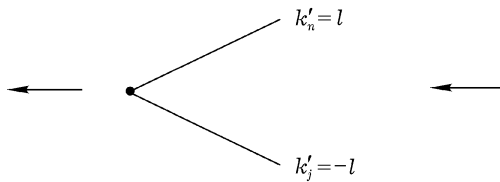


Рис. 5.5. ФРАГМЕНТ РАЗРУШЕНИЯ. Динамическое событие преобразует парную корреляцию l , $-l$ в вакуум корреляций.

Назовем диаграмму на рис. 5.3 явлением распространения, или пропагаторной диаграммой. Она соответствует изменению парной корреляции ρ_2 между частицами j и n . Но мы можем также начать с вакуума корреляций ρ_0 , в котором $k_j = k_n = 0$, и построить парную корреляцию $\rho_{k_j k_n}$ с $k_j + k_n = 0$, чтобы сохранить сумму волновых векторов (рис. 5.4). Мы получим то, что принято называть рождени-

ем корреляционной диаграммы, или фрагментом рождения. Мы также располагаем фрагментами гибели (рис. 5.5), преобразующими парные корреляции в вакуум корреляций [4].

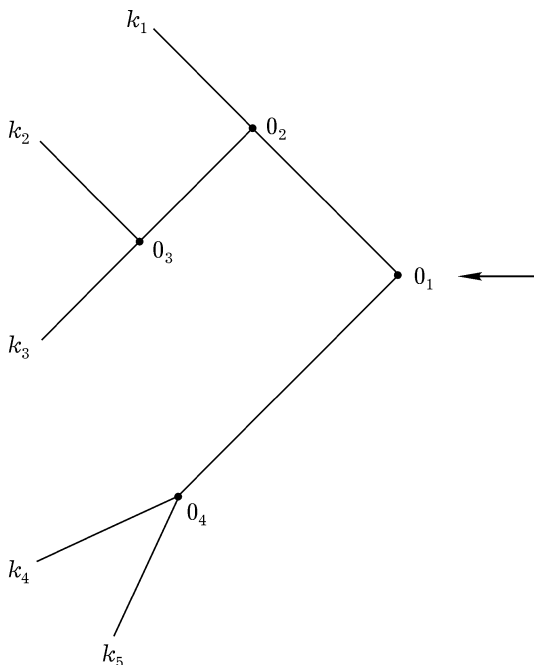


Рис. 5.6. Эволюция корреляций. Четыре события в точках O_1 , O_2 , O_3 , O_4 преобразуют вакуум корреляций в пятичастичную корреляцию.

Теперь динамика предстает перед нами как *история корреляций*. Например, на рис. 5.6 изображено возникновение пятичастичной корреляции из вакуума корреляций. События связаны с взаимодействиями, порождающими корреляции.

Теперь мы можем ввести в статистическое описание динамики эффект резонансов Пуанкаре. Эти резонансы связывают динамические процессы точно так же, как они связывают гармоники в музыке. В нашем описании они связывают фрагменты рождения и гибели (рис. 5.7), что приводит к *новым* динамическим процессам, которые начинаются

из данного состояния корреляций (одним из примеров таких состояний может служить, например, вакуум корреляций) и в конце концов возвращается в *то же самое* состояние. На рис. 5.7 такие динамические процессы изображены в виде «пузыря». В то время, как состояние корреляций сохраняется, распределение импульсов изменяется (напомним, что каждая вершина приносит оператор дифференцирования $\frac{\partial}{\partial p}$).

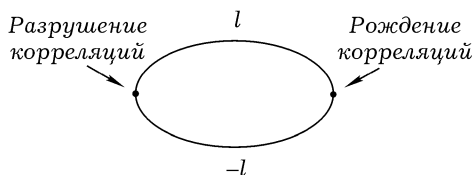


Рис. 5.7. Пузырь из-за резонансов Пуанкаре. Резонансы Пуанкаре устанавливают связь между рождением и разрушением корреляций и приводят к диффузии.

Такие пузыри соответствуют событиям, которые надлежит рассматривать как *единое целое*. Они вносят *неньютоновские* элементы в том смысле, что в теории, оперирующей с траекториями, аналога таких процессов не существует. Такие процессы самым заметным образом сказываются на динамике, поскольку нарушают симметрию во времени. Действительно, они приводят к тому типу диффузии, который всегда постулировался в феноменологических теориях необратимых процессов, включая кинетическое уравнение Больцмана. Чтобы подчеркнуть параллель с феноменологическим описанием, мы назвали эти новые элементы *операторами столкновения*. Такие операторы действуют на функции распределения¹.

¹В гл. 1, разд. III мы видели, что резонансы Пуанкаре между частотами приводят к расходимостям из-за появления малых знаменателей. В рассматриваемом случае частота частицы с импульсом p равна kp/m , где k — волновой вектор (см. разд. IV). В случае БСП, когда k становится непрерывной переменной, мы можем избежать расходимостей и выразить резонансы через δ -функции. Это требует использования раздела математики, занимающегося изучением аналитического продолжения (см. библиографию в примечаниях к этой главе). Для двухтельного процесса под знаком δ -функции стоит аргумент $(k/m)(p_1 - p_2)$, что приводит к вкладам, когда kp_1/m и kp_2/m равны (в остальных случаях вклады равны нулю). Следовательно, волновой вектор $k = 0$ играет особенно важную роль, когда аргумент δ -функции обращается в нуль, если вспомнить, что $\delta(x) = \infty$ при $x = 0$ и $\delta(x) = 0$ при $x \neq 0$. Нулевой

Наш подход включает в себя обычную кинетическую теорию, но только как частный случай. Традиционно в центре внимания кинетической теории в том виде, в каком она была введена Максвеллом, находилась эволюция распределения скоростей; оказалось, что очень небольшого числа столкновений было бы достаточно для восстановления равновесного состояния, если в начальный момент времени оно было бы возмущено. Наш подход, наоборот, учитывает прогрессивное образование все более и более высоких корреляций, охватывающих все большее и большее количество частиц. Такой процесс требует больших временных масштабов, как показали численные эксперименты, ставшие возможными уже довольно давно [5]. В результате необратимость приводит к эффектам длительной памяти, которые глубоко изменили макроскопическую физику [6].

Были получены многочисленные новые результаты, выходящие за пределы традиционной кинетической теории, но описание этих результатов не входит в наши намерения. Более подробно они будут изложены в отдельной монографии [7].

Достаточно сказать, что мы начинаем понимать, что именно означает необратимость. Рассмотрим простую аналогию процесса старения. В нашей временной шкале атомы, из которых состоят наши тела, бессмертны. Меняется лишь отношение между атомами и молекулами. В этом смысле старение — свойство популяций, а не индивидов. Это утверждение верно и применительно к неодушевленному миру.

VII

Обратимся теперь к нашему исходному объекту — решению динамических задач на статистическом уровне с помощью функции распределения ρ . Как и в случае детерминистического хаоса, это решение включает в себя спектральное представление оператора эволюции, которым в классической динамике является оператор Лиувилля. Прежде всего рассмотрим делокализованные функции распределения, связанные с незатухающими взаимодействиями, что приводит к появлению сингулярных функций (см. разд. III и IV). В результате мы вынуждены выйти из гильбертова пространства, ограниченного локализованными

волновой вектор k соответствует бесконечно большой длине волны и, следовательно, процессу, *делокализованному в пространстве*. Таким образом, резонансы Пуанкаре не могут быть включены в описание на уровне *траекторий*.

хорошими функциями и вводим резонансы Пуанкаре, которые, как было показано в разд. VI, приводят к новым динамическим процессам, связанным с диффузией.

Коль скоро мы включили эти две особенности, мы получаем непригодное комплексное спектральное представление. И опять *комплексное* означает, что симметрия во времени нарушена, а *неприводимое* — что мы не можем воспользоваться описанием на уровне траекторий. Законы динамики приобретают теперь новый смысл. Включая в себя необратимость, они выражают не определенность, а возможность. Только если мы ослабим наши условия и рассмотрим локализованные функции распределения, связанные с конечным числом частиц, мы снова восстановим ньютоновское описание на уровне траекторий. Но в общем случае доминируют диффузионные процессы.

Поэтому, существует множество ситуаций, в которых мы можем ожидать отклонения от ньютоновской физики и в которых наши предсказания уже были проверены в многочисленных компьютерных экспериментах. В разд. IV мы ввели термодинамический предел, в котором число частиц $N \rightarrow \infty$ и объем $V \rightarrow \infty$, но концентрация N/V остается постоянной. В термодинамическом пределе взаимодействия не затухают, и применимо только статистическое описание. Как показали многочисленные численные эксперименты, диффузионные процессы становятся доминирующими, даже если мы начнем с траектории, соответствующей все возрастающему числу частиц, а сама траектория «коллапсирует» потому, что со временем она преобразуется в делокализованную сингулярную функцию распределения [8].

Наша новая кинетическая теория представляет большой интерес для описания диссипативных процессов во всех масштабах, наблюдаемых в лаборатории или экосфере. Но сказанное — лишь одна из многочисленных новых особенностей. Из-за резонансов Пуанкаре описанные в этом разделе процессы приводят к далекодействующим корреляциям, даже если силы взаимодействия между частицами короткодействующие. Единственным исключением является равновесное состояние, в котором корреляционный радиус действия определяется силами взаимодействия между частицами. Это объясняет то, что неравновесные состояния, как было показано в гл. 2, делают возможной новую когерентность, которая отчетливо проявляется в химических колебаниях и гидродинамических потоках. Теперь мы сознаем, что равновесная физика создавала у нас ложное представление о возможностях вещества.

В очередной раз мы сталкиваемся с тем, что вещество в равновесном состоянии «слепо», а в неравновесном состоянии начинает «прозревать».

Резюмируя, можно сказать, что теперь мы уже располагаем всем необходимым для того, чтобы выйти за пределы ньютоновской механики. Справедливость описания на уровне траекторий, используемого в классической механике, сильно ограничено. Термодинамика несовместима с описанием на уровне траекторий, поскольку для термодинамики требуется статистический подход как в равновесном, так и в неравновесном состояниях. То, что подавляющее большинство динамических систем, соответствующих явлениям в окружающем нас мире, являются БСП, объясняет, почему термодинамика универсально применима. Переходные динамические взаимодействия, например, *рассеяние*, не являются характерными примерами тех ситуаций, с которыми мы встречаемся в природе, где взаимодействия не затухают. Процессы столкновения, которые появляются в нашем статистическом описании в результате резонансов Пуанкаре, существенны тем, что они нарушают симметрию во времени и приводят к схемам эволюции в соответствии с термодинамическим описанием.

Микроскопическая картина природы на основе термодинамики имеет мало общего с комфортабельным, симметричным во времени описанием, которое ученые по традиции создавали на основе ньютоновских принципов. Наш мир — флуктуирующий, шумовой, хаотический, более близкий миру, который создали силой своего воображения греческие атомисты. В гл. 1 мы описали дилемму Эпикура. Клинамен, который видел мысленным взором, более не принадлежит к числу философских вымыслов, чуждых физике. Клинамен Эпикура — квинтэссенция динамической неустойчивости.

Разумеется, динамическая неустойчивость дает только условия, необходимые для генерирования эволюционных схем природы. Создав наше статистическое описание, мы можем также сформулировать, какие дополнительные факторы необходимы, чтобы наблюдать возникновение сложности — диссипативных структур на макроскопическом уровне. Теперь мы начинаем понимать динамические корни организации, динамику у истоков сложности, существенных для самоорганизации и возникновения жизни.

ГЛАВА 6

Единая формулировка квантовой теории

I

Существуют фундаментальные различия между классической ньютоновской динамикой и квантовой теорией. Но и в том и в другом случае существуют и индивидуальное описание на уровне траекторий или волновых функций (см. гл. 1, разд. IV), и статистическое описание на уровне распределений вероятности. Как мы уже знаем, резонансы Пуанкаре появляются как в классической, так и квантовой теории. Следовательно, можно ожидать, что результаты, полученные в классической механике, будут применимы и в квантовой теории. Действительно, и в том и в другом случае мы получили новую статистическую формулировку, применимую к БСП за пределами гильбертова пространства. Наше описание включает нарушение симметрии во времени и несводимо к индивидуальному описанию на уровне квантовых волновых функций.

Несмотря на поразительные успехи квантовой теории, споры относительно ее концептуальных основ не прекращались. И сегодня, семьдесят лет спустя после создания квантовой механики, они все еще продолжают не менее оживленно, чем прежде.

Например, в своей недавней книге «Призраки разума» Роджер Пенроуз различает в квантовом поведении «*Z* тайны» (квантовые *загадки*) и «*X* тайны» (квантовые *парадоксы*) [1]. Кроме того, весьма проблематично представляется роль нелокальности. Если локальность — свойство, ассоциируемое с ньютоновским поточечным описанием на уровне траекторий, то не удивительно, что квантовая теория, включающая в себя волновой аспект материи, приводит к какой-то форме нелокальности [2].

Еще одно осложнение — «коллапс» волновой функции, казалось бы, требующий дуалистической формулировки квантовой теории. С одной стороны, мы имеем для волновых функций фундаментальное уравнение

Шредингера, обратимое по времени и детерминистическое, как и уравнение Ньютона. С другой стороны, мы имеем процесс измерения, связанный с необратимостью, и коллапс волновой функции. Такая двойственная структура составляет основу рассуждений Джона фон Неймана в его знаменитой книге «Математические основы квантовой механики» [3]. Ситуация, что и говорить, странная, так как помимо фундаментального обратимого по времени детерминистического уравнения Шредингера, должен был бы существовать еще один динамический закон, связанный с коллапсом (или редукцией) волновой функции. Однако до сих пор никому не удалось описать связь между этими двумя динамическими законами квантовой теории. Никто не преуспел и в создании реалистической интерпретации редукции волновой функции. В этом и заключается *квантовый парадокс*.

Проистекающий из двойственной структуры квантовой теории, квантовый парадокс тесно связан с другой проблемой. Мы пришли к заключению, что квантовая теория неполна. Подобно классической теории на уровне траекторий, она симметрична во времени и поэтому не может описывать необратимые процессы, такие, как приближение к термодинамическому равновесию. Это особенно интересно потому, что квантовая теория берет начало в 1900 г., когда Макс Планк удалось успешно описать равновесие между излучением абсолютно черного тела и веществом. Даже сегодня, несмотря на выдающийся прогресс, достигнутый Альбертом Эйнштейном и Полем А. М. Дираком, мы все еще не располагаем точной квантовой теорией, описывающей приближение к равновесию, когда излучение взаимодействует с веществом. (Как будет показано, это связано с тем, что квантовая теория описывает интегрируемые системы. К этой проблеме мы вернемся в разд. IV.) Для описания окружающего мира нам необходима и равновесная, и неравновесная физика. Примером равновесной ситуации может служить знаменитое реликтовое излучение черного тела при 3°K , возникшее во времена, близкие к Большому Взрыву. Значительная часть макроскопической физики также занимается изучением равновесных систем, будь то твердые тела, жидкости или газы. Таким образом, между квантовой теорией и термодинамикой существует разрыв столь же глубокий, как между классической теорией и термодинамикой. Замечательно, что тот же метод, которым мы воспользовались в гл. 5, позволяет нам объединить квантовую теорию и термодинамику. Действительно, наш подход ликвидирует дуалистическую структуру квантовой механики и тем

самым исключает квантовый парадокс. Мы приходим к реалистической интерпретации квантовой теории, поскольку переход от волновых функций к ансамблям теперь может быть понят как результат действия резонансов Пуанкаре без загадочного вмешательства «наблюдателя» или введения других неконтролируемых допущений. В отличие от других попыток обобщить квантовую теорию, как отмечалось в гл. 1, наш собственный подход позволяет делать четкие предсказания, допускающие экспериментальную проверку. До сих пор наши предсказания подтверждались результатами всех без исключения численных экспериментов [4].

Наш подход означает возвращение к реализму, но не к детерминизму, и это обстоятельство нам бы хотелось подчеркнуть особо. Наоборот, мы все дальше и дальше отходим от детерминистических взглядов классической физики. Мы согласны с Поппером, когда тот пишет: «Моя собственная точка зрения заключается в том, что индетерминизм совместим с реализмом и что осознание этого факта позволяет нам принять непротиворечивую объективную эпистемологию всей квантовой теории и объективистскую интерпретацию вероятности». Поэтому мы стремимся внести в область физики то, что Поппер называет своей метафизической мечтой: «Возможно, что мир был бы таким же недетерминистичным, каким он есть, даже если бы не было наблюдающих субъектов, которые бы экспериментировали над ним и взаимодействовали бы с ним» [5]. Мы покажем, что квантовая теория неустойчивых динамических систем с незатухающими взаимодействиями приводит, как и в случае классических систем, к описанию, которое одновременно является и статистическим, и реалистическим. В нашей новой формулировке основной величиной служит не волновая функция, соответствующая *амплитуде* вероятности, а *сама вероятность*. Как и в классической физике, вероятность возникает из квантовой механики как фундаментальное понятие. В этом смысле мы находимся накануне триумфа «вероятностной революции», которая продолжается вот уже несколько веков. Вероятность — более не состояние нашего разума, обусловленное нашим незнанием, а есть результат законов природы.

II

Наблюдение, согласно которому взаимодействие между атомами и светом приводит к вполне определенным частотам поглощения и из-

лучения, стало исходным пунктом формулировки квантовой механики. Нильс Х. Д. Бор описал атом на языке дискретных уровней энергии. Как показывают экспериментальные данные (принцип Ритца–Ридберга), частота спектральной линии равна *разности между двумя уровнями энергии*. Коль скоро эти уровни известны, мы можем предсказать частоты спектральных линий. Проблемы спектроскопии могут быть сведены к вычислению уровней энергии. Но каким образом мы можем примирить существование вполне определенных уровней энергии, которое решительным образом повлияло на историю квантовой теории, с понятием гамильтониана, играющим столь важную роль в классической теории? Классический гамильтониан выражает энергию динамической системы через координаты q и импульсы p и поэтому принимает непрерывное множество значений. Классический гамильтониан не может привести к дискретным уровням энергии. Поэтому гамильтониан H в квантовой теории подлежит замене *оператором* Гамильтона $H_{оп}$.

Мы уже неоднократно использовали операторный формализм (оператор Перрона–Фробениуса был введен в гл. 4, а оператор Лиувилля — в гл. 5), но именно в квантовой теории функциональный анализ был впервые введен в физику. В тех ситуациях, которые были рассмотрены в гл. 4 и 5, операторы понадобились нам для того, чтобы получить статистическое описание. В квантовой теории даже индивидуальный уровень описания, соответствующий волновым функциям, требует операторного формализма.

Основная проблема квантовой механики состоит в определении собственных функций u_α и собственных значений E_α оператора Гамильтона H (всюду, где это возможно, мы будем опускать индекс «оп», указывающий на операторную природу соответствующей величины). Собственные значения E_α , отождествляемые с *наблюдаемыми значениями* уровней энергии, образуют спектр оператора H . Если последовательные собственные значения разделены конечными расстояниями, то мы говорим о *дискретном спектре*. Если же расстояния между уровнями стремятся к нулю, то мы говорим о *сплошном*, или *непрерывном*, спектре. Для свободной частицы в одномерной яме длиной L расстояние между соседними уровнями энергии обратно пропорционально L^2 . Следовательно, при $L \rightarrow \infty$ расстояние между соседними уровнями энергии стремится к нулю, и мы получаем непрерывный спектр. По определению, слово «большая» в названии «большие системы Пуанкаре» (БСП) означает именно то, что эти системы обладают непрерывным

спектром. Как и в классической теории, гамильтониан в квантовой теории есть функция координат и импульсов. Но поскольку в квантовой теории гамильтониан является оператором, эти величины и, следовательно, все динамические переменные необходимо считать операторами.

Для современных физиков переход от функций к операторам в квантовой теории представляется вполне естественным. Теперь они манипулируют операторами с такой же легкостью, с какой большинство из нас манипулирует натуральными числами. Тем не менее для классических физиков, таких, как великий голландский физик Хендрик Антон Лоренц, введение операторов было едва приемлемо и вызывало отвращение. Во всяком случае такие личности, как Вернер Гейзенберг, Макс Борн, Паскуаль Йордан, Эрвин Шредингер и Пол Дирак, которые дерзнули ввести операторный формализм в физику, заслуживают нашего восхищения. Они резко изменили наше описание природы в определении концептуального различия между физической величиной (представляемой оператором) и численными значениями, которые может принимать эта физическая величина (собственными значениями соответствующего оператора). Это радикальное изменение во взглядах имело далеко идущие и глубокие последствия для нашей концепции реальности.

В качестве примера усовершенствования операторного формализма рассмотрим коммутационные соотношения между двумя операторами. Два оператора коммутируют, если порядок, в котором они действуют на функцию, несущественен. Два оператора не коммутируют, если результат зависит от того, в каком порядке они действуют на функцию. Например, если функцию $f(x)$ сначала умножить на x , а затем продифференцировать по x , то результат окажется не таким, как в том случае, если мы сначала продифференцируем $f(x)$ по x , а затем умножим на x , в чем нетрудно убедиться. Некоммутирующие операторы обладают различными собственными функциями. Коммутирующие операторы имеют одни и те же собственные функции.

Знаменитое *соотношение неопределенности* Гейзенберга следует из того, что операторы координат и импульсов, определяемые в квантовой теории, не коммутируют. Во всех учебниках квантовой механики доказывается, что в «координатном представлении» оператор q_{on} , соответствующий координате, имеет собственные значения, которые являются координатами квантового объекта. Таким образом, опера-

тор q_{on} можно идентифицировать с классической координатой q . В отличие от оператора координаты оператор импульса p_{on} имеет вид $\frac{\hbar}{i} \frac{\partial}{\partial q}$, т.е. представляет собой производную по q . Следовательно, два оператора q_{on} и p_{on} не коммутируют и не имеют общих собственных функций [6]. В квантовой механике мы можем использовать различные представления. Помимо координатного представления мы располагаем также импульсным представлением, в котором оператор импульса есть просто p , а координаты представлены операторами дифференцирования $\frac{\hbar}{i} \frac{\partial}{\partial p}$. Но и в координатном, и в импульсном представлении два оператора — координаты и импульса — не коммутируют.

То, что q_{on} и p_{on} не коммутируют, означает, что мы не можем определить состояния квантового объекта, для которого и координата, и импульс принимают вполне определенные значения. В этом — корень соотношения неопределенности Гейзенберга, которое вынуждает нас отказаться от «наивного реализма» классической физики. Мы можем измерить импульс или координату данной частицы, но не можем утверждать, что эта частица имеет вполне определенные значения своего импульса и своей координаты. К такому заключению пришли шестьдесят лет назад среди прочих Гейзенберг и Борн. Несмотря на столь почтенный возраст соотношения неопределенности дискуссии относительно смысла соотношения неопределенности продолжаются и поныне, и некоторые ученые до сих пор не оставили надежду восстановить традиционный детерминистический реализм классической механики [7]. В этом была одна из причин, по которой Эйнштейн не был удовлетворен квантовой теорией. Следует заметить, что соотношение неопределенности Гейзенберга согласуется с детерминистическим обратимым во времени описанием природы (уравнением Шредингера).

Что мы имеем в виду, когда говорим, что квантовая система находится в определенном «состоянии»? В классической механике состояние — это точка в фазовом пространстве. В квантовой теории состояние описывается волновой функцией, эволюция которой во времени определяется уравнением Шредингера $(i\hbar/2\pi)\partial\Psi(t)/\partial t = H_{on}\Psi(t)$.

Это уравнение приравнивает производную по времени волновой функции Ψ действию на Ψ оператора Гамильтона. Уравнение Шредингера не выводится, а скорее постулируется с самого начала и поэтому может быть подтверждено только экспериментом. В квантовой те-

ории оно выражает фундаментальный закон природы¹. Отметим формальную аналогию с уравнением Лиувилля (гл. 5, разд. III). Основное различие заключается в том, что L (оператор Лиувилля) действует на функции распределения ρ , а H_{on} действует на волновые функции.

Мы уже упоминали о том, что волновая функция соответствует амплитуде вероятности. Аналогия, которой руководствовался Эрвин Шредингер при создании своего уравнения, была заимствована им из классической оптики. В отличие от уравнений траекторий классической механики уравнение Шредингера волновое. Оно представляет собой дифференциальное уравнение *в частных производных* потому, что наряду с производной по времени содержит производные по координатам, входящие в H_{on} (напомним, что в координатном представлении оператор импульса имеет вид производной по координатам). Но классические и квантовые уравнения имеют один существенный общий элемент: и те, и другие соответствуют детерминистическому описанию. Если функция Ψ известна в какой-то момент времени t_0 вместе с подходящими граничными условиями (например, $\Psi \rightarrow 0$ на бесконечно большом расстоянии), то мы можем вычислить Ψ в любой момент времени как в будущем, так и в прошлом. В этом смысле мы восстанавливаем детерминистическую точку зрения классической механики, но применительно к волновым функциям, а не траекториям.

Подобно классическим уравнениям движения уравнение Шредингера обратимо во времени. При замене t на $-t$ оно остается неизменным. Необходимо только заменить Ψ на комплексно сопряженную функцию Ψ^* . Обратимость во времени означает, что если мы наблюдаем переход функции Ψ от значения Ψ_1 в момент времени t_1 к значению Ψ_2 в момент времени t_2 (где $t_2 > t_1$), то мы можем также наблюдать переход Ψ^* от значения Ψ_2^* к Ψ_1^* . В этой связи нельзя не вспомнить замечание, высказанное Артуром Стенли Эддингтоном на заре квантовой механики по поводу квантовых вероятностей. Эддингтон считал, что они «получаются путем введения двух симметричных систем волн, распространяющихся в противоположных направлениях времени» [8]. Действительно, как мы видели, уравнение Шредингера — волновое уравнение, описывающее эволюцию амплитуд вероятности. Если мы возьмем комплексно сопряженное уравнение Шредингера, т.е. если заменим i на $-i$, Ψ на Ψ^* (предполагается, что H_{on} действительный) и t на $-t$,

¹Существуют различные обобщения уравнения Шредингера и релятивистского уравнения Дирака, но для наших целей приводить их не обязательно.

то вернемся к уравнению Шредингера. Следовательно, как утверждал Эддингтон, Ψ^* можно рассматривать как волновую функцию, распространяющуюся в прошлое. Кроме того, как упоминалось в гл. 1, собственно вероятность получается при умножении волновой функции Ψ на комплексно-сопряженную функцию Ψ^* (т. е. $|\Psi|^2$). Так как Ψ^* можно интерпретировать как волновую функцию Ψ , эволюционирующую назад во времени, определение вероятности влечет за собой встречу двух времен — одного, идущего из прошлого, другого, идущего из будущего. Таким образом, в квантовой теории вероятности симметричны во времени.

Мы видим, что несмотря на их фундаментальные различия, и классическая, и квантовая механика соответствуют законам природы, которые детерминистические и обратимые во времени. В этих формулировках различие между прошлым и будущим никак не проявляется. Как было отмечено нами в гл. 1 и 2, это приводит к парадоксу времени. В квантовой механике это также приводит к квантовому парадоксу, обусловленному необходимостью введения дуалистической формулировки квантовой теории. И в классической, и в квантовой теории главную роль играет гамильтониан. В квантовой теории его собственные значения определяют уровни энергии, а согласно уравнению Шредингера оператор Гамильтона также определяет эволюцию волновой функции во времени.

Как и в предыдущей главе, мы сосредоточим внимание на системах, в которых гамильтониан H равен сумме свободного гамильтониана H_0 и члена λV , обусловленного взаимодействиями, т. е. $H = H_0 + \lambda V$. Временная история таких систем может быть описана переходами между собственными состояниями свободного гамильтониана H_0 , индуцированными такими взаимодействиями.

Покуда мы остаемся в гильбертовом пространстве, собственные значения E_α гамильтониана H действительны (следовательно, H , как и оператор Лиувилля L , «эрмитов»; эрмитовы операторы в гильбертовом пространстве имеют действительные собственные значения). Эволюция волновой функции описывается суперпозицией осциллирующих членов, таких, как $\exp(-iE_\alpha t)$. Но в квантовой механике существуют необратимые процессы, такие как квантовые скачки в теории Бора, в которой возбужденные атомы распадаются, испуская фотоны или нестабильные частицы (рис. 6.1), причем нестабильные частицы могут также претерпевать распад.



Рис. 6.1. РАСПАД ВОЗБУЖДЕННОГО АТОМА. Атом «падает» из возбужденного состояния в основное состояние, испуская фотон.

Можно ли эти процессы включить в гильбертово пространство в рамках традиционной квантовой теории? Процессы распада происходят в больших системах. Если бы возбужденные атомы находились в полости, то испущенный им электрон отражался бы, и необратимые процессы не могли бы существовать. Как мы видели, эволюция волновой функции во времени описывается суперпозицией, или суммой, осцилляторных членов. С переходом к пределу — большим системам эта сумма превращается в интеграл и обретает новые свойства. В случае распада возбужденных атомов, как показано на рис. 6.1, вероятности $|\Psi|^2$ распадаются со временем *почти* экспоненциально. Слово «почти» здесь существенно. Покуда мы остаемся в гильбертовом пространстве, для очень кратких промежутков времени (порядка частоты колебаний электрона вокруг ядра $\sim 10^{-16}$ секунды) и очень больших промежутков времени (например, в 10–100 раз превосходящих время жизни возбужденного состояния, составляющего $\sim 10^{-9}$ секунды) существуют отклонения от экспоненциального закона. Но, несмотря на огромное число экспериментальных исследований, никаких отклонений от экспоненциального поведения обнаружено не было. Это весьма благоприятное обстоятельство, поскольку если бы такие отклонения были обнаружены, то они подняли бы серьезные вопросы относительно всей теоретической системы физики элементарных частиц.

Предположим, что мы приготовили пучок нестабильных частиц, дали ему распасться, а затем приготовили второй пучок. Мысленно представим странную ситуацию двух пучков, приготовленных в различные моменты времени и подчиняющиеся различным законам распада. Мы могли бы различать такие пучки так же, как мы различаем престарелых людей от молодых! Подобная фантазия была бы нарушением принципа неразличимости элементарных частиц, который привел

к некоторым из величайших достижений квантовой теории¹. Наблюдавшееся до сих пор точное следование экспоненциальному закону распада свидетельствует, таким образом, о неадекватности описания на основе гильбертова пространства. В следующем разделе мы вернемся к процессам распада, а сейчас заметим лишь, что процессы распада не следует смешивать с теми, под действием которых система приближается к равновесному состоянию. Как показано на рис. 6.1, процесс распада только передает энергию атома фотонам.

III

Как мы видели, основная задача квантовой механики состоит в решении задачи на собственные значения для гамильтониана. Только для очень немногих квантовых систем эта задача может быть точно решена. Обычно для ее решения используется метод возмущений. Как уже упоминалось, мы начинаем с гамильтониана вида $H = H_0 + \lambda V$, где H_0 — оператор Гамильтона, собственные значения которого нам известны («свободный» гамильтониан), а V — возмущение, связанное с H_0 так называемой константой связи λ_0 . Мы предполагаем, что нам известно решение задачи на собственные значения $H_0 u_n^{(0)} = E_n^{(0)} u_n^{(0)}$, и хотим решить уравнение $H u_n = E_n u_n$. Стандартная процедура — метод возмущений Шредингера — состоит в разложении собственных значений и собственных функций в ряды по степеням константы связи λ .

Метод возмущений приводит к рекуррентной процедуре, состоящей в решении уравнений для каждого порядка по λ . Решение этих уравнений приводит к появлению членов вида $1/(E_n^{(0)} - E_m^{(0)})$, которые становятся плохо определенными при обращении знаменателя в нуль. Ситуация вновь соответствует резонансам², и мы снова сталкиваемся с проблемой расходимостей, лежащей в самом центре предложенного Пуанкаре определения неинтегрируемых систем.

Но есть и существенное различие. Мы уже говорили о различии между дискретным и непрерывным спектрами. В квантовой механике это различие приобретает решающее значение. Действительно, ког-

¹К числу таких достижений относится объяснение сверхтекучести и квантовая теория твердого тела.

²В квантовой механике каждому значению энергии E соответствует частота ω по формуле $E = (h/2\pi)\omega$.

да спектр дискретен, с помощью подходящего выбора невозмущенного гамильтониана¹, как правило, удастся избежать возникновения расходимостей. А поскольку все конечные квантовые системы имеют дискретный спектр, мы заключаем, что они все интегрируемы.

Ситуация коренным образом изменяется, когда мы обращаемся к большим квантовым системам, к числу которых относятся возбужденные атомы, рассеивающие системы и т. д. В этом случае спектр непрерывен, что возвращает нас к БСП. В гл. 5 разд. V мы привели пример частицы, связанной с полем, который применим к квантовым системам. Мы получаем резонансы всякий раз, когда частота ω_l , связанная с частицей, становится равной частоте ω_k , связанной с полем. Единственное различие состоит в том, что в квантовой теории частоты связаны с энергиями. Собственное значение E_α соответствует частоте $\frac{h}{2\pi}\omega_\alpha$, где h — постоянная Планка.

Как показывает пример, представленный на рис. 6.1 (и соответствующий БСП), мы получаем резонанс всякий раз, когда разность энергий между двумя уровнями равна энергии испущенного фотона.

Как и в случае детерминистического хаоса, рассмотренного в гл. 4, задача на собственные значения допускает обобщение на сингулярные функции вне гильбертова пространства. Формальное решение уравнения Шредингера имеет вид $\Psi(t) = U(t)\Psi(0)$, где $U(t) = e^{-iHt}$; $U(t)$ — оператор эволюции, который связывает значение волновой функции в момент времени t с ее значением в момент времени $t = 0$. Прошлое и будущее играют одинаковую роль, так как $U(t_1)U(t_2) = U(t_1 + t_2)$ при любом выборе знаков у t_1 и t_2 . Это свойство определяет то, что принято называть динамической группой. Вне гильбертова пространства динамическая группа распадается на две полугруппы. Возбужденному атому вне гильбертова пространства соответствуют две функции: первая из них φ_1 экспоненциально затухает в будущем ($\varphi_1 \sim e^{-t/\tau}$), вторая функция $\tilde{\varphi}_1$ затухает в прошлом ($\tilde{\varphi}_1 \sim e^{t/\tau}$). Только одна из двух полугрупп реализуется в природе. В обоих случаях существует *точное* экспоненциальное затухание (в отличие от приближенно экспоненциального затухания, описанного в предыдущем разделе). Это был первый пример, исследованный главным образом Арно Бомом и Джорджем Сударшаном, который показал: чтобы получить точные экспоненциальные

¹Если воспользоваться терминологией, то можно сказать, что с помощью подходящего преобразования мы снимаем вырождение.

законы и избежать трудностей, о которых упоминалось в разд. III, необходимо выйти за пределы гильбертова пространства [9]. Но в их подходе центральной величиной остается амплитуда вероятности, и основной парадокс квантовой механики (коллапс волновой функции) остается нерешенным. Как уже упоминалось, распад возбужденных атомов или нестабильных частиц соответствуют только передаче энергии от одной системы (возбужденного атома) к другой системе (фотону). Приближение к равновесному состоянию требует фундаментальной модификации квантовой теории. Как и в классической механике, нам необходимо перейти от индивидуального описания, связанного с волновыми функциями, к статистическому описанию, связанному с ансамблями.

IV

В переходе от индивидуального описания к статистическому квантовая теория обнаруживает некоторые специфические черты по сравнению с классической механикой. В последней, как мы видели в гл. 5, функция распределения в статистическом описании зависит и от координат, и от импульсов. Траектория соответствует δ -функции (см. гл. 1 разд. III). В квантовой механике ассоциируемое с волновой функцией квантовое состояние описывается непрерывной функцией независимых переменных. Мы можем выбрать в качестве независимых переменных либо координаты и рассматривать $\Psi(q)$, либо импульсы и рассматривать $\Psi(p)$. Соотношение неопределенности Гейзенберга не позволяет нам выбрать в качестве независимых переменных координаты и импульс одновременно. Следовательно, определение квантового состояния содержит только половину тех переменных, которые используются в определении классического состояния.

Квантовое состояние Ψ представляет собой *амплитуду* вероятности, для которой соответствующая вероятность ρ задается произведением амплитуд $\Psi(q)$ и $\Psi^*(q')$, и, следовательно, есть функция двух наборов переменных: либо q и q' , либо p и p' . Таким образом, мы можем записать либо $\rho(q, q')$, либо $\rho(p, p')$; первому выражению соответствует координатное представление, а второму — импульсное представление, которое будет особенно полезным для нас. В квантовой механике вероятность ρ часто называют «матрицей плотности» (матрицы, как учат в алгебре, также обладают двумя индексами). Мы легко можем записать уравнение эволюции для ρ потому, что уравне-

ние для Ψ (уравнение Шредингера) уже известно. Уравнение эволюции для ρ есть квантовое уравнение Лиувилля, явная форма которого имеет вид $i\hbar \left(\frac{\partial \rho}{\partial t} \right) = H\rho - \rho H$, где правая часть — «коммутатор» ρ и H . Это показывает, что когда ρ — функция от H , мы имеем равновесную ситуацию. Но тогда $\partial \rho / \partial t = 0$, так как H коммутирует с любой функцией от гамильтониана.

Теперь, когда мы рассмотрели функцию распределения ρ , соответствующую одной волновой функции, мы можем также рассмотреть ситуации, в которых ρ соответствует «смеси» различных волновых функций. В обоих случаях уравнение Лиувилля остается тем же.

Для интегрируемых систем статистическая формулировка не приносит никаких новых особенностей. Предположим, что нам известны собственные функции $\varphi_\alpha(p)$ и собственные значения E_α гамильтониана H . Собственные функции оператора Лиувилля L имеют вид произведений $\varphi_\alpha(p)\varphi_\beta(p')$, а собственные значения — вид разностей $E_\alpha - E_\beta$. Таким образом, проблемы, связанные с выводом спектральных представлений операторов Гамильтона H и Лиувилля L эквивалентны.

Собственные значения $E_\alpha - E_\beta$ оператора Лиувилля L соответствуют непосредственно частотам, измеряемым в спектроскопии; эволюция функции распределения ρ во времени описывается суперпозицией осциллирующих членов $e^{-i(E_\alpha - E_\beta)t}$. Никакого приближения к равновесному состоянию не происходит. Кроме того, для тех ситуаций, в которых мы можем определить собственные значения гамильтониана, собственные функции оператора Лиувилля L , такие, как $\varphi_\alpha(p)\varphi_\alpha(p)$, соответствуют нулевым собственным значениям оператора Лиувилля $E_\alpha - E_\beta = 0$ и, следовательно, являются инвариантами движения. Это означает, что система интегрируема (так как перед нами — система невзаимодействующих частиц) и не может достичь равновесного состояния. Мы имеем здесь одну из форм квантового парадокса.

Теперь мы отчетливо видим, почему недостаточно распространить волновые функции за пределы гильбертова пространства. Действительно, выход из гильбертова пространства приводит к комплексным значениям энергии вида $E_\alpha = \omega_\alpha - i\gamma_\alpha$, где ω_α — реальное прошлое, а γ_α — время жизни, описывающее распад возбужденных атомов или нестабильных частиц, но это еще не позволяет учитывать необратимые процессы, связанные с приближением к равновесному состоянию. Несмотря на комплексный характер E_α , все диагональные элементы матрицы

плотности ρ , имеющие вид произведений $\varphi_\alpha(p)\varphi_\alpha(p')$, были бы инвариантами потому, что собственное значение $E_\alpha - E_\alpha$ снова обращается в нуль, и система остается интегрируемой и не может стремиться к равновесному состоянию¹.

В основе теории атома Бора и последующего возникновения квантовой теории лежит принцип Ритца–Ридберга, согласно которому каждая измеряемая в спектроскопии частота есть разность двух чисел E_α и E_β , соответствующих двум квантовым уровням. Но для систем, допускающих необратимые процессы, позволяющих системе приближаться к равновесному состоянию, аналогичное утверждение не верно. Следовательно, квантовая теория должна быть фундаментально пересмотрена.

Исторически механика уходит своими корнями в две области физики: теорию теплового равновесия между веществом и излучением, которое привело Планка в 1900 г. к введению его знаменитой постоянной, и спектроскопию, которая привела от принципа Ритца–Ридберга к атому Бора и, наконец, в 1926 г. к квантовой теории Гейзенберга. Взаимосвязь между этими двумя областями никогда не была исследована. Мы знаем, что принцип Ритца–Ридберга несовместим с приближением к тепловому равновесию, описанному в работе Планка. Таким образом, возникает необходимость новой формулировки, позволяющей совместить физику теплового равновесия излучения и вещества, с одной стороны, и спектроскопию — с другой стороны. Этого можно достичь на уровне распределений вероятности, из которых мы можем вывести наблюдаемые частоты (в том числе их комплексную часть), но эти частоты не являются более разностями уровней энергии для систем, которые, как мы ожидаем, стремятся к равновесному состоянию. Квантовую задачу на собственные значения для оператора Лиувилля в случае БСП необходимо решать в контексте более общих функциональных пространств. Как и в случае классической механики, такое решение содержит два главных ингредиента: делокализованные функции распределения, порождающие сингулярности, и резонансы Пуанкаре, порождающие новые динамические процессы. Как и в случае классической динамики, на статистическом уровне появляются новые решения, не сводимые к традиционному формализму квантовой механики,

¹Трудности возрастают, если $E_\alpha - E_\beta$ заменить на $E_\alpha - E_\beta^*$, где E_β^* — величина, комплексно-сопряженная с E_β . Тогда $E_\alpha - E_\alpha^* = -2i\gamma_\alpha \neq 0$, и равновесное состояние отсутствует.

оперирующему волновыми функциями, и не удовлетворяющие принципу Ритца–Ридберга. В этом смысле мы можем с полным основанием говорить о новой формулировке квантовой теории.

V

При определенных модификациях мы можем последовать вероятностной формулировке для классических систем, приведенной в гл. 5. Формальное решение уравнения Лиувилля $i(\partial\rho/\partial t) = L\rho$, где в квантовой теории $L\rho$ — коммутатор гамильтониана и ρ (мы видели, что $L\rho = H\rho - \rho H$), можно представить либо в виде $\rho(t) = e^{-iHt}\rho(0)e^{+iHt}$, либо в виде $\rho(t) = e^{-iLt}\rho(0)$. Какая разница между этими двумя формулами? В первой формулировке создается впечатление, будто мы имеем две *независимые* динамические эволюции: одну, связанную с оператором e^{-iHt} , другую, связанную с оператором e^{+iHt} , одну, движущуюся в «будущее», другую, движущуюся в «прошлое» (когда t заменяется на $-t$). Если бы это было так, то мы могли бы ожидать, что нарушения симметрии во времени не произойдет, и статистическое описание сохраняло бы симметрию во времени уравнения Шредингера. Но стоит нам включить резонансы Пуанкаре, связывающие два варианта эволюции (e^{-iHt} и e^{+iHt}), как ситуация изменяется. После этого возникает только одна независимая эволюция во времени (время «одномерно»). Чтобы изучить нарушение симметрии во времени, мы начали с формулы $\rho(t) = e^{-itL}\rho(0)$, которая описывает единственную хронологическую последовательность в пространстве Лиувилля. Иначе говоря, мы должны упорядочивать динамические явления в соответствии с единственной хронологической последовательностью¹. При этих условиях мы можем описывать взаимодействия, как это было сделано в классической механике, — как последовательность событий, разделенных свободным движением. В классической механике эти события изменяют значения волнового вектора k и импульса p . В гл. 5 мы упомянули различные явления, приводящие к созданию и разрушению корреляций; там же было показано, что решающим фактором было появление для БСП новых событий (пузыря на рис. 5.7), связывающих рожде-

¹Если этого не сделать, то нам пришлось бы соблюдать особую осторожность. Хорошо известное высказывание Фейнмана о том, что электрон движется в будущее, а позитрон — в прошлое, относится к тому времени, которое входит в уравнение Шредингера до упорядочения динамических явлений в соответствии с единственной хронологической последовательностью.

ние и гибель. В качестве таковых эти события радикально изменяют классическую динамику, поскольку они вводят в рассмотрение диффузию, разрушают детерминизм и нарушают симметрию во времени. Те же события мы можем обнаружить и в квантовой механике. Для этого нам необходимо ввести переменные, которые играют такую же роль, какую волновой вектор k в представлении Фурье в классической теории. В классической механике мы начинаем со статистической формулировки, в которой функции распределения $\rho(q, p)$ представимы в виде функций координат q и импульсов p . Затем мы переходим к образу $\rho_k(p)$ функций распределения при преобразовании Фурье. Образ $\rho_k(p)$ зависит от волнового вектора k и импульсов.

В квантовой механике мы можем придерживаться аналогичной процедуры [10]. Мы начинаем с матрицы плотности $\rho(p, p')$ в импульсном представлении, которая зависит от двух наборов переменных p и p' . Затем мы вводим новые переменные $k = p - p'$ и $P = (p + p')/2$; это позволяет нам записать, как в классической механике, $\rho_k(P)$. Далее можно показать, что k играет в квантовой механике такую же роль, какую волновой вектор играет в классической механике. (Например, при взаимодействиях сумма волновых векторов сохраняется, т. е. $k_j + k_n = k'_j + k'_n$.) Как и в классической механике, резонансы Пуанкаре порождают новые динамические явления, которые связывают возникновение и разрушение корреляций и тем самым описывают квантовые диффузионные процессы.

Формулировка классической и квантовой теории для БСП более или менее аналогична. Небольшое различие появляется в роли импульса P . Каждое событие, как упоминалось в гл. 5, приводит к изменению импульсов взаимодействующих частиц. В квантовой механике мы используем две переменные k и P , где переменная P заменяет классический импульс. Эти переменные взаимодействуют, и модификация импульса P включает в себя постоянную Планка $\hbar$. При $\hbar \rightarrow 0$ мы снова получаем классический импульс p . Но это различие не сказывалось сколько-нибудь заметным образом на построение теории, и мы не будем останавливаться на нем более подробно.

В предыдущей главе мы ввели фундаментальное различие между переходными и незатухающими взаимодействиями. Особенно важную роль играют незатухающие взаимодействия потому, что они появляются во всех случаях, когда может быть применена термодинамика. Как и в классической механике, функция распределения ρ , соответ-

ствующая незатухающим взаимодействиям, описывается сингулярными функциями переменной k . В классической динамике так же, как в классической и квантовой механике, незатухающее рассеяние типично для ситуаций, изучением которых занимается статистическая механика и космология. Например, в атмосфере частицы непрерывно сталкиваются, рассеиваются и сталкиваются снова. Незатухающее рассеяние описывается делокализованными функциями распределения, которые являются сингулярными функциями в пространстве волновых векторов. Как было показано в гл. 5, последнее обстоятельство заставляет нас выйти из гильбертова пространства.

Переходя к делокализованным сингулярным функциям распределения и резонансам Пуанкаре, мы получаем как в классической механике, комплексные неприводимые спектральные представления для оператора Лиувилля L . Как и в классической динамике, необратимость связана с появлением все более и более высоких корреляций. Как и в классической механике это приводит к новым особенностям в кинетической теории и макроскопической физики. Основные итоги нашей формулировки квантовой механики заключаются в следующем.

- Собственные значения оператора Лиувилля не являются более разностями собственных значений оператора Гамильтона, получаемых из уравнения Шредингера. Тем самым нарушается принцип Ритца–Ридберга, системы становятся неинтегрируемыми, и появляется возможность приближения к равновесию.
- Нарушается квантовый принцип суперпозиции, связанный с линейностью уравнения Шредингера.
- Собственные функции оператора Лиувилля представимы не через амплитуды вероятности или волновые функции, а через сами вероятности.

Наши предсказания уже были проверены в простых случаях, в которых мы можем проследить за тем, как происходит коллапс волновых функций вне гильбертова пространства [11]. Кроме того, наш подход позволил нам предсказать форму спектральных линий и точно описать приближение к равновесному состоянию. К сожалению, мы не можем входить здесь в детали относительно конкретных приложений нашего подхода, но наша цель в этой книге состоит лишь в том, чтобы дать беглый обзор наших теоретических представлений.

VI

На Пятой Сольевеевской конференции по физике, состоявшейся в Брюсселе в 1927 г., между Эйнштейном и Бором произошла историческая дискуссия. Вот что рассказывает о ней Нильс Х. Д. Бор:

«Чтобы предварить дискуссию по этим вопросам, участники конференции попросили меня сделать доклад об эпистемологических проблемах, с которыми мы сталкиваемся в физике, и я воспользовался случаем, чтобы сосредоточить внимание на проблеме подходящей терминологии и подчеркнуть точку зрения дополнительности. Основной аргумент сводился к тому, что не допускающая инотолкований передача физических данных требует, чтобы экспериментальную установку и запись наблюдений можно было производить на общепонятном языке, надлежащим образом уточненным с помощью словаря физики» [12].

Но каким образом мы можем описать прибор, пользуясь классическими терминами, в мире, где господствуют квантовые законы? Это — уязвимое место в так называемой копенгагенской интерпретации. Но доля истины тем не менее в ней содержится. Измерение есть средство коммуникации. Именно потому, что по словам Бора, мы являемся в одно и то же время «актерами и зрителями», нам удастся что-то узнать о природе. Но коммуникация требует общего времени. Существование этого общего времени — одно из основных следствий из нашего подхода.

Измерительный прибор, будь то физический конструкт или восприятие наших собственных сенсорных органов, должен подчиняться обобщенным законам динамики, в том числе нарушению симметрии во времени. Интегрируемые обратимые во времени системы заведомо существуют, но мы не можем наблюдать их изолированно. Как подчеркивал Бор, нам требуется прибор, нарушающий симметрию во времени. БСП затемняют эту особенность тем, что они уже нарушают симметрию во времени и, следовательно, в известном смысле, измеряют самих себя. Нам нет необходимости описывать прибор в классических терминах. Общее время возникает на квантовом уровне для БСП, связанных с термодинамическими системами.

Субъективный аспект квантовой теории, приписывающий некую непонятную роль наблюдателю, глубоко беспокоил Эйнштейна. При нашем подходе наблюдатель своими измерениями не играет более никакой экстравагантной роли в эволюции природы — по крайней мере не

более, чем в классической физике. Мы все преобразуем информацию, получаемую из внешнего мира, в действия на человеческом уровне, но далеки от того, чтобы быть демиургом, как постулировала традиционная квантовая физика, — демиургом, ответственным за переход от потенциальной возможности природы к реальности.

В этом смысле наш подход восстанавливает здравый смысл. Он включает антропоцентрические особенности, неявно присутствующие в традиционной формулировке квантовой теории. Возможно, это сделало бы квантовую теорию более приемлемой для Эйнштейна.

ГЛАВА 7

Наш диалог с природой

I

Наука — это диалог человека с природой, результаты которого были непредсказуемыми. Кто мог бы в начале XX в. подумать о нестабильных частицах, расширяющейся Вселенной, самоорганизации и диссипативных структурах? Но что делает этот диалог возможным? Мир, обратимый во времени, был бы миром непознаваемым. Познание предполагает, что мир воздействует на нас и наши приборы, что существует взаимодействие между познающим и познаваемым и что это взаимодействие создает различие между прошлым и будущим. Становление — неотъемлемый, *sine qua non*, атрибут науки и самого познания.

Попытка постичь природу остается одной из основных целей западной мысли. Но эту цель не следует идентифицировать с идеей овладения природой. Рабовладелец, тешащий себя мыслью, будто он понимает своих рабов потому, что они повинуются его приказам, глубоко заблуждался бы. Но вернемся к физике. Наши ожидания здесь весьма различны, но к физике в полной мере относятся слова Владимира Набокова: «То, что можно полностью контролировать, никогда не бывает полностью реальным; то, что реально, никогда не бывает полностью контролируемым» [1]. Классический идеал науки — мир без времени, памяти и истории — напоминает тоталитарные кошмары, описанные Олдосом Хаксли, Миланом Кундерой и Джорджем Оруэллом.

В нашей книге «Между временем и вечностью» Изабель Стенгерс и я писали:

«Возможно, нам необходимо начать с того, чтобы подчеркнуть почти непостижимый динамический характер динамической обратимости. Вопрос о времени — о том, что его поток сохраняет, создает и разрушает, — всегда находился в центре внимания человека. Многочисленные спекуляции вызвали к жизни идею новации и утвердили непоколебимую связь между причиной и следствием. Многие формы мистических учений отрицали реаль-

ность изменяющегося и неопределенного мира и проповедовали идеальное существование, позволяющее избегать тягот жизни. Мы знаем, какое значение придавалось идее о циклическом времени в античности. Но, подобно сезонным ритмам или смене поколений в жизни людей, это вечное возвращение к исходной точке само было отмечено стрелой времени. Но никакие умозрительные построения, никакое вероучение никогда не утверждали эквивалентность между тем, что сделано и тем, что не сделано: между растением, которое дает побеги, цветет и умирает, и растением, которое оживает, растет и возвращается к первоначальному семени; между человеком, который стареет и учится, и человеком, который становится ребенком, зародышем и, наконец, клеткой.»

В гл. 1 мы обратились к дилемме Эпикура и атомистическим взглядам древних. Ныне ситуация существенно изменилась в том смысле, что чем больше мы знаем о нашей Вселенной, тем труднее нам верить в детерминизм. Мы живем в эволюционирующем мире, чьи корни, восходящие к фундаментальным законам физики, ныне мы можем идентифицировать с помощью понятия нестабильности, связанным с детерминистическим хаосом и неинтегрируемостью. Случайность, или вероятность, является неудобным способом учета нашего незнания, а скорее частью новой обобщенной рациональности. Как мы видели, для таких систем нарушается эквивалентность между индивидуальным описанием (на уровне траекторий и волновых функций) и статистическим описанием (на уровне ансамблей). Неустойчивость мы можем ввести на статистическом уровне. Законы природы трактуют теперь не об определенностях, а о возможностях и служат своего рода мостами через вековую пропасть, разделявшую бытие и становление. Они описывают мир нерегулярных хаотических движений, который по своему духу ближе к миру, рожденному фантазией древних атомистов, чем к миру регулярных ньютоновских орбит. Этот беспорядок составляет самую основу макроскопических систем, к которым мы применяем эволюционное описание, связанное со вторым началом термодинамики — законом возрастающей энтропии.

Мы рассмотрели детерминистический хаос и обсудили роль резонансов Пуанкаре в классической и квантовой механике. Мы видели, что для нашей статистической формулировки нам необходимы два условия, выходящие за рамки обычных условий, принятых в классической и квантовой механике: существование резонансов Пуанкаре, приводящих к новым процессам диффузионного типа, которые могут быть вклю-

чены в статистическое описание, и обобщенные незатухающие взаимодействия, описываемые делокализованными функциями распределения. Эти условия приводят к более общему определению хаоса. Как и в случае детерминистического хаоса, мы получаем новые решения статистических уравнений, не представимых на уровне траекторий или волновых функций. Если эти условия не выполняются, то мы возвращаемся к обычной формулировке. Именно так и происходит во многих простых примерах, например, в задаче двух тел (в частности, Солнца и Земли) и типичных экспериментах по рассеянию, где до и после рассеяния частицы свободны. Однако все эти примеры соответствуют идеализациям. Солнце и Земля являются частями многотельной планетной системы; что же касается рассеянных частиц, в конце концов они сталкиваются с другими частицами и поэтому свободными не являются.

К традиционным формулировкам мы приходим, только изолируя некоторое число частиц и исследуя их динамику. Наоборот, нарушение симметрии во времени является глобальным свойством, распространяющимся на гамильтоновы динамические системы в целом. В хаотических отображениях, рассмотренных нами в гл. 3 и 4, необратимость встречается даже в системах с небольшим числом степеней свободы вследствие упрощений при описании уравнений движения.

Замечательной особенностью нашего подхода является то, что он применим как к классическим, так и к квантовым системам. Все другие теоретические предложения, которые нам известны, представляют собой попытки исключить квантовый парадокс с помощью исключительно квантового механизма. Наоборот, при нашем подходе квантовый парадокс представляет лишь один из аспектов парадокса времени. При копенгагенской интерпретации необходимость введения двух типов эволюции во времени порождается процессом измерения. По словам самого Бора, «любое атомное явление замкнуто в том смысле, что его наблюдение основано на записи, получаемой с помощью подходящих усилительных устройств с необратимыми функциями, например, непрерывная фиксация показаний приборов на фотопластинке» [3]. Именно эта проблема измерения привела к необходимости коллапса волновой функции и вынудила нас ввести в квантовую механику динамическую эволюцию второго типа. Неудивительно поэтому, что парадокс времени и квантовый парадокс связаны столь тесно. Решая один парадокс, мы решаем также второй парадокс. Как было показано на примере БСП,

квантовая динамика может быть описана только на статистическом уровне. Кроме того, чтобы узнать что-нибудь о квантовых процессах, нам снова необходима БСП, действующая как прибор. Таким образом, второй закон квантовой эволюции времени, который вводит необратимость, становится общим законом.

По словам Аластера Раэ, «чисто квантовый процесс (описываемый уравнением Шредингера) встречается только в случае одного и большего числа параметров, изолированных от остальной Вселенной и, может быть, даже от самого пространства-времени и не оставляющих отпечатка своего поведения на остальной Вселенной вплоть до того момента, когда происходит взаимодействие измерения» [4]. Каким бы ни был процесс, в какой-то момент в картине появляется необратимость. Почти аналогичное утверждение можно было бы высказать и относительно классической механики!

Часто говорили, что для продвижения в этих трудных областях необходима какая-то поистине сумасшедшая идея. Гейзенберг любил вопрошать, в чем разница между художником-абстракционистом и хорошим физиком-теоретиком. По его мнению, художник-абстракционист должен быть просто оригинальным, а хороший физик-теоретик должен быть консервативен [5]. Мы предприняли попытку последовать совету Гейзенберга. Ход наших рассуждений в этой книге заведомо менее радикален, чем большинство других попыток, предпринятых в прошлом для решения парадокса времени или квантового парадокса. Возможно, самой сумасшедшей из наших идей была мысль о том, что траектории — не первичный объект, а скорее результат суперпозиции плоских волн. Резонансы Пуанкаре разрушают когерентность таких суперпозиций и приводят к несводимому статистическому описанию. Если это понять, то обобщение на квантовые механизмы становится простым и легким.

II

Мы неоднократно упоминали о термодинамическом пределе, который определяется, как предельное состояние системы при N (число частиц) $\rightarrow \infty$, V (объем) $\rightarrow \infty$, но конечной концентрации N/V . Термодинамический предел просто означает, что когда число частиц N достаточно велико, такими членами, как $1/N$, можно пренебречь. Это верно для обычных термодинамических систем, для которых N , как

правило, величина порядка 10^{23} . Но систем, которые содержали бы бесконечно большое количество частиц, не существует.

Сама Вселенная в высшей степени неоднородна и далека от равновесного состояния. Это мешает системам достигать равновесного состояния. Например, поток энергии, источником которого служат необратимые ядерные реакции в недрах Солнца поддерживает нашу экосистему в сильно неравновесном состоянии и тем самым сделало возможным возникновение жизни на Земле. Как было показано в гл. 2, неравновесность приводит к новым коллективным эффектам и новой когерентности. Интересно отметить, что эти инновации в точности следуют из динамической теории, изложенной в гл. 5 и 6.

Существуют два типа эффектов, производимых неравновесностью. Если, как в неустойчивости Бенара, подогревать жидкость снизу, то образуются коллективные потоки молекул. Если подогрев прекратить, то потоки затухают и восстанавливается обычное тепловое движение. Иная ситуация возникает в химии: необратимость приводит к образованию молекул, которые не могут быть получены в условиях, близких к равновесному. В этом смысле необратимость «вписана» в вещество. По-видимому, на этом основана саморепликация биомолекул. Мы не будем подробно обсуждать здесь эту проблему и лишь заметим, что в неравновесных условиях могут быть получены, по крайней мере в компьютерном эксперименте, молекулы сравнимой сложности [6]. В следующей главе, когда мы перейдем к космологии, будет показано, что и само вещество возникает вследствие необратимых процессов.

В нерелятивистской физике, классической или квантовой, время универсально, а поток времени, связанный с необратимыми процессами, не универсален. К необыкновенным последствиям этого различия мы сейчас переходим.

III

Рассмотрим химическую модель. Если в момент времени t_0 взять два тождественных образца смеси двух газов, например, окиси углерода (CO) и кислорода (O_2), то химическая реакция между ними, приводящая к образованию двуокиси углерода (CO_2), может быть катализована металлическими поверхностями. Введем такой катализатор в один из образцов газовой смеси, а второй оставим без катализатора. Сравним наши образцы в какой-то более поздний момент времени t ,

мы обнаружим, что они сильно отличаются по своему составу. Энтропия, произведенная в образце с катализатором, окажется много больше, чем в образце, где химическая реакция протекает «в чистом виде» — без катализатора. Если производство энтропии мы ассоциируем с потоком времени, то можно сказать, что само время в двух образцах течет по-разному. Это замечание согласуется с нашим динамическим описанием. Поток времени коренится в резонансах Пуанкаре, которые зависят от гамильтониана, т. е. от динамики. Введение катализатора изменяет динамику и, следовательно, микроскопическое описание. В другом примере гравитация изменяет гамильтониан и, следовательно, резонансы. Мы получаем своего рода нерелятивистский аналог релятивистского парадокса близнецов, к которому мы вернемся в гл. 8. А пока предположим, что мы посылаем в космос двух близнецов (попросту говоря, две БСП), которые покидают Землю в момент времени t_0 и возвращаются на нее в момент времени t_1 (рис. 7.1). До возвращения на Землю один из близнецов проходит сквозь гравитационное поле, второй минует гравитационное поле. Произведенная (вследствие резонансов Пуанкаре) энтропия окажется различной, и наши близнецы вернуться на Землю в разном «возрасте», что приводит нас к принципиальному заключению: даже в ньютоновском мире течение времени может приводить к различным эффектам в зависимости от рассматриваемых процессов. Наше заключение находится в разительном контрасте со взглядами Ньютона, в основе которых лежало представление об универсальном течении времени. Но что может означать течение времени в описании природы, в котором прошлое и будущее играют одинаковую роль? Течение времени обусловлено необратимостью. Эволюция во времени описывается в нашем подходе не *группами*, в которых прошлое и будущее играют одну и ту же роль, а *полугруппами*, содержащими направление времени. Если мы вводим время, связанное с производством энтропии (см. гл. 2), то поскольку производство энтропии — величина положительная, «энтропийное» время всегда направлено в одну и ту же сторону. Именно так происходит в двух примерах, приведенных выше, хотя ход энтропийного времени не совпадает с ходом времени, отмеряемого по часам.

Для всей Вселенной мы могли бы ввести «среднее» энтропийное время, но из-за неоднородности природы особого смысла это не имело бы. Необратимые геологические процессы протекают в шкале времени, отличной от шкалы времени биологических процессов. Еще более важно, что существует не одна, а множество эволюций. Это особен-

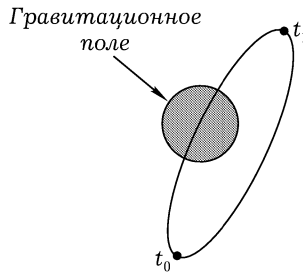


Рис. 7.1. Влияние гравитационного поля на течение времени.

но наглядно проявляется в области биологии. Как утверждал Стивен Дж. Гулд, бактерии по существу остаются такими же с Докембрийского периода, в то время как другие биологические виды претерпели значительную эволюцию, нередко на коротких временных масштабах [7]. Следовательно, было бы ошибкой рассматривать простую одномерную эволюцию. Около двухсот миллионов лет некоторые пресмыкающиеся начали летать, в то время как другие остались на земле. На более поздней стадии некоторые млекопитающие вернулись в море, а другие остались на суше. Аналогичным образом некоторые приматы эволюционировали в гуманоидов, тогда как другие не эволюционировали.

В заключении этой главы уместно процитировать предложенное Гулдом определение исторического характера жизни:

«Чтобы понять события и общие свойства жизненного пути, необходимо выйти за рамки принципов эволюционной теории и перейти к палеонтологическому изучению случайной схемы истории жизни на нашей планете — единственной реализованной версии среди миллионов правдоподобных альтернатив, которые так и не обрели реальность. Такая точка зрения на историю жизни самым решительным образом противоречит традиционным детерминистическим моделям западной науки, и глубочайшим социальным традициям и психологическим надеждам западных культур для истории, достигающим кульминации в человеке как наивысшем достижении жизни, намеренно ставшим управителем всей планеты» [8].

Мы живем в мире множественных флуктуаций, одни из которых развиваются в то время, как другие затухают. Это утверждение находится в полном соответствии с результатами сильно неравновесной термодинамики, о которых мы говорили в гл. 2. Но теперь мы можем

пойти дальше. Эти флуктуации являются макроскопическими проявлениями фундаментальных свойств флуктуаций, возникающих на микроскопическом уровне в неустойчивых динамических системах. Трудности, на которые указывал Гулд, отсутствуют в нашей статистической формулировке законов природы. Необратимость и, следовательно, течение времени начинаются на динамическом уровне. Необратимость усиливается на макроскопическом уровне, затем на уровне жизни и, наконец, на уровне человеческой активности. Что именно приводит к переходам системы с одного уровня на другой, в основном неизвестно, но, по крайней мере, нам удалось достичь непротиворечивого описания природы, основанного на динамической нестабильности. Описания природы, используемые биологией и физикой, ныне начали конвергировать.

Почему существует общее будущее? Почему стрела времени всегда указывает в одном и том же направлении? Это может означать только то, что наша Вселенная представляет собой единое целое. Она имеет общее происхождение, которое уже влечет за собой нарушение симметрии во времени. Здесь мы сталкиваемся с космологическими проблемами. Пытаясь решить их, мы должны включить в рассмотрение гравитацию и войти в мир теории относительности Эйнштейна.

ГЛАВА 8

Предшествует ли время существованию Вселенной?

I

Несколько лет назад я выступил с докладом на семинаре в Московском государственном университете им. М. В. Ломоносова. Руководитель семинара один из наиболее уважаемых российских физиков профессор Д. Д. Иваненко попросил меня написать какой-нибудь афоризм на стене, уже украшенной афоризмами многих выдающихся физиков, в том числе Дирака и Бора. Я смутно помню высказывание Дирака, что-то вроде: «Красота и истина шествуют в теоретической физике рука об руку». После некоторых колебаний я написал: «Время предшествует бытию».

Для многих физиков принятие Большого взрыва за начало существования Вселенной означает, что время должно иметь начало и, возможно, конец. Мне представляется весьма вероятным, что рождение нашей Вселенной было единственным событием в истории всего космоса и что поэтому мы все должны приписывать так называемой «Метавселенной» время до рождения нашей собственной Вселенной.

Мы знаем, что живем в расширяющейся Вселенной. Так называемая *стандартная модель*, доминирующая в современной космологии, утверждает, что если бы мы двигались вспять по времени, то пришли бы к сингулярности — точке, которая содержит всё вещество и всю энергию Вселенной. Однако, стандартная модель не позволяет нам описать эту сингулярность потому, что законы физики неприменимы к точке, соответствующей бесконечно большой плотности вещества и энергии. Неудивительно, что Джон Арчибальд Уилер утверждает, что Большой взрыв ставит нас перед лицом «величайшего кризиса в физике» [1]. Можем ли мы воспринимать Большой взрыв как реальное событие, и как можно примирить это событие с законами природы, обратимыми во времени и детерминистическими? Мы снова возвращаемся

к проблемам измерения и необратимости, но теперь — в космологическом контексте.

Со времени создания теории Большого взрыва научное сообщество реагировало на необычную природу этой сингулярности, пытаясь полностью исключить Большой взрыв (см. теорию стационарного состояния в разделах I и III) или рассматривая его как своего рода «иллюзию», возникающую вследствие использования некорректного понятия времени (о мнимом времени Хокинга см. в разделе II), или даже как чудо, сродни тем библейским чудесам, о которых повествует книга Бытия.

Как мы уже упоминали, обсуждать космологию ныне невозможно без обращения к теории относительности, «самой красивой теории в физике», как говорится в знаменитом курсе теоретической физики Льва Давидовича Ландау и Евгения Михайловича Лифшица [2]. В ньютоновской физике, даже расшифрованной квантовой механикой, пространство и время заданы раз и навсегда. Кроме того, существует универсальное время, общее для всех наблюдателей. В теории относительности это не так; пространство и время становятся частью картины. Какие последствия имеет это обстоятельство для нашей собственной интерпретации? В одной из своих последних книг «О времени» Пол Ч. У. Дэвис так комментирует влияние теории относительности: «Самое деление времени на прошлое, настоящее и будущее представляется лишенным физического смысла» [3]. Дэвис повторяет знаменитое высказывание Германа Минковского: «Таким образом, пространство само по себе и время само по себе обречены на то, чтобы превратиться в тени» [4].

Мы уже приводим известное высказывание Эйнштейна о том, что «для нас, убежденных физиков, различие между прошлым, настоящим и будущим — иллюзия, хотя и стойкая» [5]. Но в конце своей жизни Эйнштейн, насколько можно судить, все же изменил свое мнение. В 1949 г. в честь Эйнштейна был издан сборник статей, в числе которых была статья выдающегося математика Курта Геделя, весьма серьезно воспринимавшего высказывание Эйнштейна о том, что время как необратимость — всего лишь иллюзия. Когда Гедель предложил Эйнштейну космологическую модель, в которой можно было вернуться в собственное прошлое, Эйнштейн отнюдь не был в восторге. В своем ответе Геделю он писал, что не верит в то, будто может «телеграфировать в свое прошлое». Эйнштейн даже добавил, что невозможность возвращения в прошлое должна привести физиков к пересмотру проблемы необратимости [6]. Именно это и пытаемся сделать мы.

Во всяком случае мы хотим подчеркнуть, что переворот в физических представлениях, произведенный теорией относительности, не повлиял на наши предыдущие заключения. Необратимость, или течение времени, остается таким же «реальным», как в нерелятивистской физике. Возможно, мы могли бы даже утверждать, что необратимость играет даже большую роль, когда мы переходим ко все более высоким энергиям. Было высказано предположение, главным образом Хокингом, что на раннем этапе развития Вселенной пространство и время утрачивают всякое различие и время становится «опространствованным». Но, насколько нам известно, никто не предложил механизм для такого опространствования времени и не указал, каким образом пространство и время могли возникнуть из того, что часто называют «пенной».

Наша позиция отличается от вышеприведенных мнений тем, что мы считаем Большой взрыв необратимым процессом в истинном смысле слова. Наша гипотеза состоит в том, что от Правселенной, которую мы называем *квантовым вакуумом*, должен был произойти необратимый фазовый переход. Необратимость должна была возникнуть вследствие неустойчивости в Правселенной, вызванной взаимодействиями гравитации и вещества. Ясно, что в этих вопросах мы подходим к краю положительного знания в опасной близости к научной фантастике.

Тем не менее мы считаем, что необратимые процессы, связанные с динамическими процессами, по-видимому, сыграли решающую роль в рождении нашей Вселенной. С нашей точки зрения время вечно. Какой-то возраст есть у нас, у нашей цивилизации, у нашей Вселенной, но само время не имеет ни начала ни конца. Это сближает два традиционных взгляда, бытующих в космологии: теорию стационарного состояния, предложенную Германом Бонди, Томасом Голдом и Фредом Хойлом, которая может быть более точно применена к неустойчивой среде, породившей нашу Вселенную (к Пра-, или Мета-, вселенной) и стандартную теорию Большого взрыва.

И в этом случае невозможно избежать спекулятивного элемента, но мы считаем интересным отметить, что подходы, акцентирующие внимание на роли времени и необратимости, могут быть сформулированы более точно, чем прежде, несмотря на то, что истина «в последней инстанции» по-прежнему остается для нас недостижимой. Мы полностью согласны с индийским специалистом в области космологии Джай-Янтом Вишну Нарликар, который писал: «Современная астрофизика придерживается того мнения, что «наиболее важная космоло-

гическая проблема» была более или менее решена в этом столетии за исключением нескольких сюрпризов».

II

Но продолжим наш рассказ. Теперь на очереди *специальная теория относительности* Эйнштейна. В качестве исходного пункта эта теория принимает двух инерциальных наблюдателей, движущихся друг относительно друга с постоянной скоростью. В дорелятивистской галилеевой физике считалось, что расстояние между двумя наблюдателями $l_{12}^2 = (x_2 - x_1)^2 + (y_2 - y_1)^2 + (z_2 - z_1)^2$ остается таким же, как временное расстояние между двумя моментами времени $(t_2 - t_1)^2$. Пространственное расстояние определялось в терминах евклидовой геометрии. Однако это приводило к различным значениям скорости света c в пустоте, измеренной двумя наблюдателями. Следуя нашему опыту, если мы предполагаем, что оба наблюдателя измеряют одну и ту же скорость света, то нам следует ввести (как это делали Лоренц, Пуанкаре и Эйнштейн) пространственно-временной интервал $s_{12}^2 = c^2(t_1 - t_2)^2 - l_{12}^2$. Именно этот интервал сохраняется, когда мы переходим от одного инерциального наблюдателя к другому. В отличие от евклидовой геометрии мы имеем теперь пространственно-временной интервал в пространстве Минковского. Переход от одной системы координат x, y, z, t к другой x', y', z', t' осуществляется с помощью знаменитого преобразования Лоренца, комбинирующего пространство и время. Но ни в одной точке различие между пространством и временем не утрачивается. Знак «минус» в пространственно-временном интервале указывает пространственные измерения, знак «плюс» указывает временные измерения.

Сказанное часто иллюстрируется с помощью пространственно-временной диаграммы, представленной на рис. 8.1. По одной оси отложено время t , по другой — единственная пространственная координата x . В теории относительности скорость света c в пустоте принято считать максимальной скоростью передачи сигналов. Следовательно, мы можем отличать различные области на диаграмме.

Наблюдатель находится в точке O . Его будущее заключено в конусе BOA , а прошлое — в конусе $A'O'B'$. Оба конуса определены скоростью света c в том смысле, что скорости внутри конусов меньше c , а скорости вне конусов — больше c , и поэтому реализовать их невозможно.

Событие C на диаграмме происходит одновременно с событием O , а событие D предшествует событию O . Но это заключение чисто условно, т. к. преобразование Лоренца позволяет повернуть оси x и t , после чего событие D окажется одновременным с O , а событие C последует за O . Одновременность изменяется под действием преобразования Лоренца, но световой конус остается *неизменным*, таким образом, направление времени инвариантно. Проблема установления того, симметричны ли во времени законы природы или нет в специальной теории относительности по существу остаются такими же, как в дорелятивистской физике, но теперь этот вопрос становится еще более уместным. В лучшем случае наблюдатель O знает все события, которые происходили в его прошлом, т. е. в конусе $A'O'B'$. Как показано на рис. 8.2, события в точках C или D достигнут наблюдателя O в более поздние моменты времени t_1 и t_2 , даже если они связаны с сигналами, распространяющимися со скоростью света. В результате, наблюдатель O может собрать лишь ограниченный объем данных. В забавной аналогии с детерминистическим хаосом, предложенной Байдьянатом Мисрой и Иоаннисом Антониу, говорится, что релятивистский наблюдатель имеет лишь конечное окно во внешний мир, и здесь детерминистическое описание также соответствует сверхидеализации [9]. Это служит еще одной причиной для того, чтобы мы перешли к статистическому описанию.

Разумеется, существуют интереснейшие новые эффекты, открытые специальной теорией относительности, например, знаменитый парадокс близнецов, в котором один из близнецов остается на Земле в точке $x = 0$, а другой отправляется в полет на космическом корабле, который в момент времени t_0 поворачивает (в системе координат, относительно которой наблюдатель O покоится) и возвращается на Землю в момент времени $2t_0$, временной интервал, измеренный улетавшим и вернувшимся близнецами, больше $2t_0$. Это — замечательное эйнштейновское предсказание «растяжения» (замедления) времени, экс-

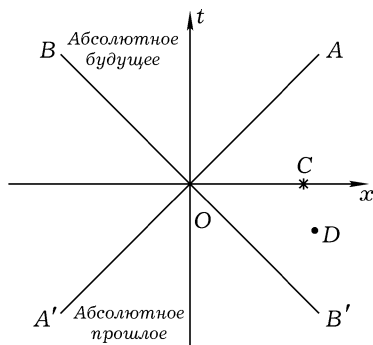


Рис. 8.1. Различие между будущим и прошлым в специальной теории относительности.

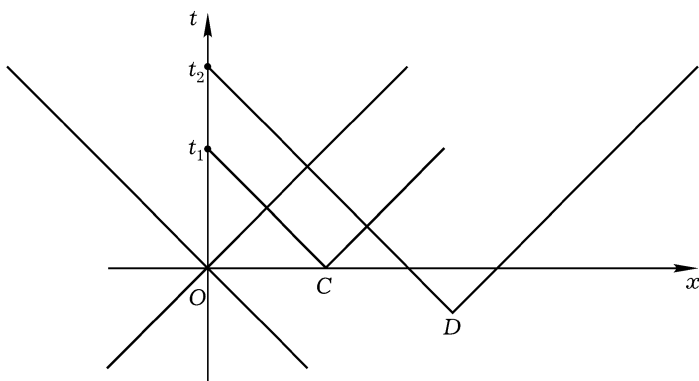


Рис. 8.2. Сигналы о событиях в точках C и D достигнут наблюдателя O в моменты времени t_1 и t_2 в будущем.

периментально подтвержденное на нестабильных элементарных частицах. Таким образом, как и предсказывалось специальной теорией относительности, время жизни близнецов зависит от траектории. В гл. 7 мы констатировали, что течение времени зависит от истории событий, но ньютоновское время универсально и не зависит от истории. Теперь же время само становится зависящим от истории.

В своей превосходной книге «Теория пространства, времени и тяготения» Владимир Александрович Фок особенно подчеркнул, что при обсуждении парадокса близнецов необходимо соблюдать осторожность, поскольку влиянием ускорения на часы в движущемся космическом корабле мы пренебрегаем [10]. Фок показал, что при более подробном анализе модели, в котором ускорение обусловлено гравитационным полем, описываемым общей теорией относительности, результаты получаются иными. Даже знак замедления времени может измениться. Эти предсказания общей теории относительности должны были привести к замечательным новым экспериментам, которые бы проверили их правильность.

Хокинг вводит в своей «Краткой истории времени» мнимое время $\tau = it$, в результате чего все четыре размерности «опространствуются» в пространственно-временной интервал Минковского [11]. Согласно Хокингу, реальное время вполне может быть этим мнимым временем, отчего математическая формула интервала Лоренца становится

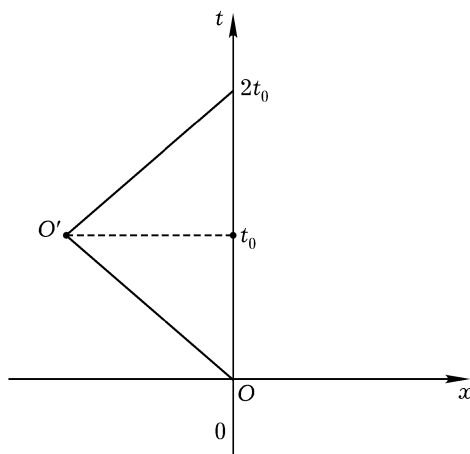


Рис. 8.3. ПАРАДОКС БЛИЗНЕЦОВ. Наблюдатель O' движется относительно наблюдателя O .

симметричной. Предложение Хокинга выходит за рамки теории относительности, но в действительности представляет собой еще одну попытку отрицать реальность времени, описывая нашу Вселенную как статичную геометрическую структуру вопреки той роли, которую течение времени играет на всех уровнях наблюдения.

Но вернемся к главному пункту нашего анализа и рассмотрим, как сказывается теория относительности на системах, описываемых гамильтоновой динамикой или квантовой механикой. Дирак и другие более поздние исследователи показали, как комбинировать требования специальной теории относительности с гамильтоновым описанием [12]. Теория относительности требует, чтобы законы физики оставались одинаковыми во всех инерциальных системах. В гл. 5 и 6 мы неявно предполагали, что системы, как целое, покоятся. Но, согласно специальной теории относительности, аналогичное описание остается в силе независимо от того, движется ли система как целое с постоянной скоростью относительно некоторого наблюдателя или не движется. Мы видели, что резонансы Пуанкаре разрушают динамическую группу, в которой прошлое и будущее играют одинаковую роль. В дорелятивистской физике группы и подгруппы сохраняют расстояние l_{12}^2 инвариантным. В релятивистской теории мы можем вводить и груп-

пы и подгруппы, сохраняющие интервал Минковского инвариантным. К сожалению, доказательство этого утверждения слишком сложно и насыщено техническими деталями для того, чтобы мы могли приводить его здесь. Тем не менее, заключение, к которому мы пришли, показывает, что пространственно-временной интервал Минковского не противоречит существованию необратимых процессов. Неверно, будто относительность влечет за собой опространствование времени. Как сказано у Минковского, пространство и время перестают быть независимыми сущностями, но это отнюдь не исключает существование стрелы времени. Такое заключение можно было ожидать заранее. Если нарушение симметрии во времени происходит в одной инерциальной системе отсчета, то по самому определению относительности оно должно произойти во всех инерциальных системах отсчета. Таким образом, теория необратимых процессов оказывается совершенно аналогичной (с точностью до некоторых формальных изменений) как для нерелятивистских, так и для релятивистских систем. Однако между теми и другими существует одно принципиальное различие: в релятивистских системах взаимодействия более не мгновенны, а распространяются со скоростью света. Например, в рамках квантовой теории для заряженных частиц взаимодействия передаются фотонами. Это приводит к дополнительным необратимым процессам, таким, как затухание излучения вследствие испускания частиц фотонов. Более обще можно сказать, что в релятивистской физике мы рассматриваем частицы как связанные с полями (например, фотоны — частицы, связанные с электромагнитным полем), а необратимость возникает в результате взаимодействия этих полей.

До сих пор мы считали, что пространственно-временной интервал Минковского соответствует специальной теории относительности. Чтобы завершить рассмотрение космологии, нам необходимо ввести гравитацию, для чего необходимо сообщить пространственно-временной интервал.

III

Прежде всего обратимся снова к вопросу о Большом взрыве. Как уже отмечалось выше, прослеживая эволюцию нашей Вселенной вспять по времени, мы наталкиваемся на сингулярную точку, в которой плотность вещества, температура и кривизна превращаются в бесконеч-

ность. По наблюдаемой сегодня скорости разбегания галактик можно оценить, что рождение Вселенной произошло пятнадцать миллиардов лет назад. Этот период времени, отделяющий нас от Большого взрыва удивительно короток. Чтобы выразить его продолжительность в годах, мы используем в качестве часов вращение Земли вокруг Солнца. Пятнадцать миллиардов оборотов вокруг Солнца — величина действительно небольшая, если вспомнить, что в атоме водорода электрон совершает в секунду около 10 000 миллиардов оборотов вокруг ядра! В любой временной шкале существование первичного явления в момент рождения нашей Вселенной заведомо принадлежит к одной из самых необычайных гипотез, когда-либо сделанных наукой. Физика занимается изучением классов явлений, а Большой взрыв не принадлежит ни к одному из них. На первый взгляд кажется, что он не имеет аналогов ни в одном из разделов физики.

Многие ученые с готовностью объясняли эту сингулярную точку вмешательством «Божьего промысла» или триумфом библейской версии сотворения мира, а целью науки объявляли реконструкцию акта, трансцендентного по отношению к физической реальности. Другие пытались обойти ситуацию, возмущающую спокойствие. Замечательную попытку в этом направлении предприняли Бонди, Голд и Хойл, предложившие теорию стационарной Вселенной [13]. В основе этой модели лежит идеальный космологический принцип: не существует не только привилегированного места во Вселенной, но и привилегированного момента времени. Согласно этому принципу, любой наблюдатель как в прошлом, так и в будущем может приписать Вселенной одни и те же значения таких параметров, как температура и плотность вещества. Стационарная Вселенная характеризуется экспоненциальным расширением, компенсируемым перманентным рождением вещества. Синхронность расширения Вселенной и рождения вещества поддерживает постоянство плотности материи-энергии и тем самым приводит к представлению о вечной Вселенной, находящейся в состоянии непрерывного рождения вещества. Несмотря на всю свою привлекательность модель стационарной Вселенной сопряжена с некоторыми большими трудностями. В частности, для поддержания стационарного состояния необходима тонкая «настройка» космологической эволюции (расширения Вселенной) и микроскопических событий (рождение вещества). Поскольку никакого механизма такой тонкой настройки нет, гипотеза о компенсации расширения Вселенной и рождения вещества весьма спорна.

Большинство специалистов в области космологии отказались от модели стационарной Вселенной в пользу теории Большого взрыва, которую ныне принято считать стандартной моделью, под впечатлением от одного экспериментального результата. Речь идет об открытии в 1956 г. Арно Пензиасом и Робертом Херманом знаменитого ныне реликтового излучения при температуре 2,7 К [14]. Существование этого излучения было предсказано еще в 1948 г. Ральфом А. Альфером и Робертом Херманом, которые полагали, что если Вселенная в прошлом была горячей и плотней, чем в наше время, то она должна была быть «непрозрачной», и фотоны должны были обладать достаточно высокой энергией, чтобы сильно взаимодействовать с веществом. Можно показать, что при температуре примерно 3000 К равновесие между веществом и светом нарушается, и наша Вселенная становится прозрачной, т. к. излучение «обрывается» от вещества. Единственное последующее изменение в свойствах фотонов, образующих тепловые излучения, состоит в том, что изменяется их длина волны, которая увеличивается с увеличением размеров Вселенной. Таким образом, Альфер и Херман сумели предсказать, что если фотоны действительно образовывали излучение черного тела при температуре 3000 К, когда было нарушено равновесие излучения и вещества (т. е. около 300 000 лет после «начала»), то температура этого излучения в наше время должна быть около 3 К. Это эпохальное предсказание предвосхитило одно из величайших экспериментальных открытий нашего века [15].

Стандартная модель, если не вся, то по крайней мере большей своей частью, составляет центральное ядро современной космологии, и по мнению подавляющего большинства ученых, она приводит к правильному описанию Вселенной, начиная со второй секунды после сингулярности Большого взрыва. Но состояние Вселенной в первую секунду ее жизни все еще остается открытым вопросом.

Почему есть что-то, если не было ничего? Это, по-видимому, «вопрос вопросов», выходящий за сферу компетенции позитивного знания. Но как бы то ни было, вопрос поставлен и сформулирован в физических терминах и тем самым связан с проблемой устойчивости и времени. Одна такая формулировка, ставшая ныне особенно популярной, определяет рождение нашей Вселенной как «бесплатный завтрак». Эдвард Трайон высказал эту идею в 1973 г., но нечто подобное мы находим еще у Паскуаля Йордана. По мнению Трайона, наша Вселенная обладает двумя формами энергии: одна — связанная с гравитационными силами

притяжения, отрицательная, другая — связанная с массой знаменитой формулой Эйнштейна $E = mc^2$, положительная.

Трудно удержаться от искушения порассуждать на тему о том, что полная энергия Вселенной может быть равной нулю как энергия пустой Вселенной. Большой взрыв был бы тогда связан с флуктуациями в вакууме, сохраняющими энергию. Это очень привлекательная идея. Образование неравновесных структур (например, ячеек Бенаара или химических колебаний), в которых энергия сохраняется, также соответствует бесплатному завтраку, ибо цена неравновесных структур — не энергия, а энтропия. Можем ли мы в этом контексте указать момент возникновения отрицательной гравитационной энергии и ее превращения в положительную материю-энергию? Именно этим вопросом мы хотим сейчас заняться.

IV

Возможно, Эйнштейн внес наиболее глубокий вклад в установление связи гравитаций с кривизной пространства-времени. Как было показано в специальной теории относительности пространственно-временной интервал Минковского имеет вид $ds^2 = c^2 dt^2 - dl^2$. В общей теории относительности пространственно-временной интервал принимает вид $ds^2 = \sum g_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu$, где μ и ν принимают четыре значения: 0 (время) и 1, 2, 3 (пространство). Десять определяющих функций $g_{\mu\nu}$ (предполагается, что $g_{\mu\nu} = g_{\nu\mu}$) характеризуют пространство-время или риманову геометрию. Простым примером римановой геометрии может служить сфера, рассматриваемая как искривленное двумерное пространство.

С ньютоновской точки зрения пространство-время задано раз и навсегда независимо от материи, которую оно содержит. Благодаря эйнштейновской революции, мы теперь понимаем, что связь между пространством-временем и материей выражается фундаментальными полевыми уравнениями Эйнштейна, связывающими два объекта: с одной стороны, мы имеем выражение для кривизны пространства-времени через $g_{\mu\nu}$ и производные от $g_{\mu\nu}$ по пространственным координатам и времени, а с другой стороны — выражение для материального содержания через материю-энергию и давление. Именно материя, содержащаяся в пространстве-времени, обуславливает его кривизну. Эйнштейн применил свои уравнения ко Вселенной как целому в начале 1917 г. и

тем самым предопределил последующее развитие современной космологии. Для этого он в соответствии со своими философскими взглядами разработал современную статистическую модель. Любимым философом Эйнштейна был Барух Спиноза, и в выборе модели отчетливо чувствуется дух Спинозы.

Затем один за другим последовали сюрпризы. Александр Александрович Фридман и Жорж Анри Леметр доказали, что вселенная Эйнштейна настолько неустойчива, что малейшая флуктуация разрушила бы ее [17]. С экспериментальной стороны Эдвин Пауэлл Хаббл и его коллеги открыли, что наша Вселенная расширяется [18]. В 1968 г. было открыто реликтовое излучение черного тела, что и привело к построению существующей ныне стандартной космологической модели.

Чтобы перейти от основных уравнений общей теории относительности к области космологии, необходимо ввести упрощающие предположения. Стандартная модель, неразрывно связанная с Александром Александровичем Фридманом, Жоржем Анри Леметром, Говардом Робертсоном и Артуром Уокеном, основанная на космологическом принципе, согласно которому Вселенную, если ее рассматривать в крупном масштабе, можно считать однородной и изотропной. Метрика принимает гораздо более простую форму: $ds^2 = c^2 dt^2 - R^2(t) dt^2$ (так называемый интервал Фридмана). Это выражение отличается от пространственно-временного интервала Минковского в двух отношениях: dl^2 — пространственный элемент, соответствующий либо пространству нулевой кривизны (как пространству Минковского), либо пространству положительной (как на сфере) или отрицательной (как на гиперboloиде) кривизны. Коэффициент $R(t)$, который обычно называют радиусом Вселенной, соответствует пределу астрономических наблюдений в момент времени t . Уравнения Эйнштейна связывают $R(t)$ и кривизну пространства со средней плотностью и давлением энергии-материи. Космологическая эволюция по Эйнштейну также формулируется как сохраняющая энтропию. Следовательно, уравнения Эйнштейна обратимы во времени.

По всеобщему мнению, стандартная модель позволяет нам понять, по крайней мере качественно, что происходит с нашей Вселенной в какую-то долю секунды после ее рождения. Это — необычайное достижение, но вопрос, на который мы не могли ответить до сих пор, по-прежнему остается без ответа. Экстраполируя в прошлое, мы доходим до точки с бесконечно большой плотностью вещества. Мо-

жем ли мы продолжить экстраполяцию за сингулярную точку? Чтобы получить представление о диапазоне характерных величин, полезно определить планковские масштабы, измеряющие длину, время и энергию с помощью трех универсальных постоянных: постоянной Планка h , гравитационной постоянной G и скоростью света c . Из этих универсальных постоянных мы конструируем планковскую длину $l = (Gh/c^3) \sim 10^{-33}$ см, планковскую единицу времени порядка 10^{-44} секунды и планковскую энергию, соответствующую высокой температуре порядка 10^{32} градусов. Вполне правдоподобно, что эти масштабы связаны с очень ранней стадией развития Вселенной, характеризующейся необычайно малой продолжительностью, крохотными геометрическими размерами и чудовищной энергией. Весьма вероятно, что в этой «планковской эре» существенную роль играли квантовые эффекты [19]. Теперь мы достигли самых передовых рубежей современной физики и столкнулись там с фундаментальной проблемой квантования гравитации, или, что эквивалентно, пространства-времени. Мы еще весьма далеки от решения этой проблемы, но по крайней мере можем сформулировать модель, позволяющую учесть роль резонансов Пуанкаре и необратимости на ранних этапах развития нашей Вселенной. Опишем некоторые шаги, которые привели нас к этой модели.

Мы уже упоминали о том, что пространственно-временной интервал Фридмана можно представить (условимся считать, что мы рассматриваем случай трехмерной евклидовой геометрии) в виде $ds^2 = \Omega^2(t)(dt_c^2 - dl^2)$, где t_c — *конформное время*. Это — пространственно-временной интервал Минковского, умноженный на функцию $\Omega(t)$, которая называется *конформным фактором*. Такие конформные пространственно-временные интервалы обладают замечательными свойствами, в частности, они сохраняют световой конус, для которого $ds^2 = 0$. Как показали Нарликар и другие, конформные пространственно-временные интервалы служат отправным пунктом для квантовой космологии, поскольку включают в себя фридмановскую Вселенную как частный случай [20].

Конформный фактор как функция пространства-времени относится к классу полей так же, как другие поля, например, как электромагнитное поле. (Напомним, что полем называется динамическая система, характеризующаяся определенной энергией, т.е. гамильтониан.) Как показали Роберт Браут и его сотрудники, конформный фактор обладает уникальным свойством, которое заключается в том, что он соответ-

ствует отрицательной энергии (т.е. энергии, неограниченной снизу), в то время как энергия любого другого материального поля положительна. Таким образом, гравитационное поле, описываемое конформным фактором, может играть роль резервуара негативной энергии, из которого черпается позитивная энергия для создания вещества [21].

Такова теоретическая основа модели «бесплатного завтрака», в которой полная энергия (гравитационного поля + вещества) сохраняется, а гравитационная энергия трансформируется в вещество. Браут и его коллеги предложили механизм извлечения положительной энергии. Помимо конформного поля они ввели поле материи и показали, что уравнения Эйнштейна приводят к кооперативному процессу, в ходе которого одновременно возникают вещество и искривленное пространство-время, начиная с пространства-времени Минковского (содержащего нулевую энергию гравитации и массы). Модель «бесплатного завтрака» показывает, что такой кооперативный процесс обуславливает экспоненциальное увеличение радиуса Вселенной со временем. (Такая модель известна под названием *Вселенной де Ситтера*.)

Приведенные выше заключения весьма интригующи, поскольку они указывают на возможность *необратимого* процесса, трансформирующего гравитацию в вещество. Они привлекают наше внимание на стадии Правселенной — вакууме Минковского, исходном пункте необратимых преобразований. Важно отметить, что модель «бесплатного завтрака» не описывает сотворение мира из ничего. Квантовый вакуум уже наделен универсальными постоянными. Предполагается, что мы можем приписать этим постоянным те значения, которые они имеют сегодня.

Рождение нашей Вселенной более не ассоциируется с сингулярностью, а связывается с неустойчивостью, аналогичной фазовому переходу, или бифуркации. Однако эта теория все еще ставит перед нами ряд проблем, мучительно неподдающихся разрешению. Браут и его коллеги использовали полуклассическое приближение, в котором поле материи квантуется, а конформное поле рассматривается классическим способом. Такая ситуация маловероятна в планковскую эру, когда существенную роль играют квантовые эффекты.

Эдгар Гунциг и Паскуале Нардоне задались вопросом о том, почему этот процесс не происходит на непрерывной основе, если квантовый вакуум, связанный с плоским геометрическим «фоном», действительно неустойчив в присутствии гравитационных взаимодействий. Они пока-

зали, что в полуклассическом приближении для того, чтобы начать процесс, необходима начальная флуктуация облака тяжелых частиц с массой порядка 50 планковских масс ($\sim 50 \cdot 10^{-5}$ г) [22].

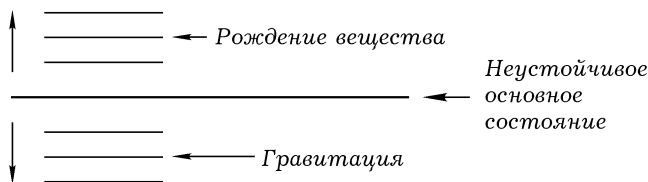


Рис. 8.4. Рождение вещества за счет гравитационного поля. В этой простой модели у Вселенной не было бы устойчивого основного состояния.

Эти результаты можно включить в макроскопический термодинамический подход, в рамках которого Вселенную надлежит рассматривать как открытую систему. Таким образом, мы можем наблюдать вещество и энергию, рожденные за счет гравитационной энергии (рис. 8.4). Это побуждает нас внести ряд модификаций в первое начало термодинамики, которое ныне содержит источник вещества-энергии, что приводит к изменению в определении таких величин, как давление¹. Так как энтропия определенно связана с веществом, трансформация пространства-времени в вещество соответствует диссипативному необратимому процессу, производящему энтропию. Обратный процесс, который бы превращал вещество в пространство-время, невозможен. Таким образом, рождение нашей Вселенной стало бы результатом вспышки энтропии.

Взаимодействие гравитационного поля и поля вещества приводит к расходимостям, возникающим вследствие кратких промежутков времени и малых расстояний, которые в квантовой теории соответствуют большим значениям энергии и импульса. Эти, так называемые «ультрафиолетовые» расходимости стали предметом ряда интересных исследований, которые привели к созданию процедуры, известной под названием перенормировочной, или ренорм-программы. Ренорм-программа оказалась весьма успешной, но некоторые трудности все же остались. Между теорией поля и рассмотренной в предыдущих главах термоди-

¹«Создание» давления отрицательно. Следовательно, часто цитируемая теорема Хокинга и Пенроуза, согласно которой Вселенная рождается из сингулярности с положительным давлением, в данном случае не применима.

намической ситуации существует поразительная аналогия. Здесь снова имеем дело с незатухающими взаимодействиями, которые не начинаются и не затухают и поэтому вынуждены выйти за пределы гильбертова пространства.

Хотя эта новая теория поля еще находится в процессе создания, ее основной вывод вполне разумен и гласит: возможно, что на космологическом уровне устойчивого основного состояния не существует, поскольку, создавая вещество, конформный фактор достигает более низких энергий. Это направление исследований продолжает развиваться. Между тем ясно, что два понятия, которым в нашей книге уделено особое внимание — необратимость и случайность — составляют важную часть предложенного подхода. Вселенные возникают там, где амплитуды гравитационного поля и поля материи имеют большие значения. Такие места и моменты времени имеют лишь статистический смысл, т. к. связаны с квантовыми флуктуациями полей. Такое описание применимо не только к нашей Вселенной, но и к Метавселенной — среде, в которой рождаются индивидуальные вселенные. С нашей точки зрения мы снова имеем здесь пример резонансов Пуанкаре, аналогичный распаду возбужденного атома. Но в данном случае процесс распада рождает не фотоны, а вселенные! Стрела времени существовала еще до рождения *нашей* Вселенной, и эта стрела времени будет существовать вечно.

Разумеется, до сих пор мы располагаем лишь упрощенной моделью. Эйнштейновская мечта о единой теории, которая описывала бы все взаимодействия, жива и поныне [23]. Такая теория должна была бы учитывать ориентированный во времени характер нашей Вселенной, связанный с ее рождением и последующей эволюцией. Достичь этого можно только в том случае, если одни поля (например, гравитация) играют роль, отличную от тех ролей, которые играют другие поля (например, поле материи). Иначе говоря, унификация недостаточна. Нам необходим более диалектический взгляд на природу.

Вопросы о происхождении времени, по-видимому, навсегда останутся с нами. Но мысль о том, что время не имеет начала — о том, что время предшествует существованию нашей Вселенной — становится все более правдоподобной.

ГЛАВА 9

Узкой тропой

I

Неоднократно высказывались предположения о том, что обратимость имеет космологическое происхождение, связанное с рождением нашей Вселенной. И космология, действительно, необходима для объяснения того, почему стрела времени универсальна, но необратимые процессы не прекратились с рождением нашей Вселенной; они все еще продолжают и поныне на всех уровнях, включая геологическую и биологическую эволюцию. Хотя диссипативные структуры, о которых мы говорили в гл. 2, стали самым обычным явлением, которое исследователи могли по своему желанию воспроизводить в лаборатории и наблюдать в крупномасштабных процессах, происходящих в биосфере, необратимость могла быть окончательно понята только в терминах макроскопического описания, которое по традиции отождествлялось с классической и квантовой механикой. Для этого требуется новая формулировка законов природы, которая базируется не на определенности, а на потенциальной возможности. Принимая, что будущее не определено, мы тем самым подходим к концу определенности. Означает ли такое допущение поражение человеческого разума? Отнюдь нет! Мы убеждены в обратном.

Итальянский автор Итало Кальвино выпустил в свет замечательный сборник рассказов «Космикомикс», в котором действующие лица, жившие на очень ранней стадии развития нашей Вселенной, собираются вместе и предаются воспоминаниям о тех ужасных временах, когда Вселенная была столь мала, что их тела полностью ее заполняли [1]. Какой была бы история физики, если Ньютон оказался членом этого сообщества? Он смог бы наблюдать рождение и гибель частиц, взаимную аннигиляцию вещества и антивещества. С самого начала Вселенная представлялась бы ему как сильно неравновесная термодинамическая система с неустойчивостями и бифуркациями.

Ныне мы можем изолировать простые динамические системы и подвергнуть проверке законы классической и квантовой механики. Тем не менее они соответствуют идеализациям, применимым к устойчивым динамическим системам во Вселенной — гигантской термодинамической сильно неравновесной системе, в которой мы обнаруживаем флуктуации, неустойчивости и эволюционные паттерны на всех уровнях. С другой стороны, определенность долгое время ассоциировали с отрицанием времени и творческого начала. Эту загадку интересно рассмотреть в ее историческом контексте.

II

Как мы можем достичь определенности? Этот вопрос находился в центре трудов Рене Декарта. В своей будоражающей мысль книге Стивена Тоулмина «Космополис» автор пытается выяснить обстоятельства, которые побудили Рене Декарта заняться этим поиском [2]. Тоулмин описывает трагическую ситуацию, сложившуюся в XVII в. — времени политической нестабильности и войн между католиками и протестантами во имя религиозной догмы. И среди этой смуты Декарт приступает к изучению определенности другого типа, присущей всем людям, независимо от их религии. Поиск привел Декарта к его знаменитому *cogito* [я мыслю] — фундаменту его философии и к его убеждению, что только естествознание, основанное на математике, представляет собой единственный путь к постижению общей определенности. Взгляды Декарта, оказавшиеся необычайно успешными, оказали сильное влияние на лейбницевскую концепцию законов природы, рассмотренную нами в гл. 1. (Лейбниц мечтал о создании всеобщего языка, который бы исцелил раздоры между религиями и положил бы конец религиозным войнам.) Начатый Декартом поиск определенности обрел конкретное воплощение в работах Ньютона, на протяжении трех столетий остававшихся непревзойденным образцом в физике.

Анализ Тоулмина обнаруживает замечательную аналогию между исторической обстановкой, в которой происходил предпринятый Декартом поиск определенности, и обстоятельствами, сопутствовавшими деятельности Эйнштейна. Для Эйнштейна наука была средством избежать суеты и скуки повседневного существования. Научную деятельность он сравнивал с тем «неудержимым желанием, которое влечет

горожанина из его шумной захлавленной квартиры к тишине горных вершин» [3].

Взгляд Эйнштейна на состояние, в котором пребывает человечество, был глубоко пессимистическим. Эйнштейн жил в особенно трагический период человеческой истории, охвативший возникновение фашизма и антисемитизма и две мировые войны. Физику Эйнштейн рассматривал как величайший триумф человеческого разума над миром, в котором правит насилие, отделяя объективное знание от области неопределенного и субъективного.

Но является ли наука, какой ее понимал Эйнштейн, — способ избежать тягот человеческого существования — все еще наукой нашего времени? Мы не можем оставить города и промышленные центры с их загрязненной средой обитания и бежать на горные вершины. Мы должны принимать активное участие в создании общества будущего. По словам Питера Скотта, «мир, наш мир, беспрестанно стремится расширить границы познаваемого и ценимого, чтобы выйти за пределы данности вещей и мысленно представить новый, лучший мир» [4].

Наука началась с прометеевского утверждения силы разума, а завершается отчуждением — отрицанием всего, что придает смысл жизни человека. Мы убеждены в том, что наш век можно рассматривать как век поиска нового типа единства нашего видения мира и что наука должна сыграть важную роль в достижении этого единства.

В гл. 8 мы упоминали о том, что в конце жизни в честь Эйнштейна был издан сборник статей, среди которых была работа замечательно-го математика Курта Геделя. В своем ответе Геделю Эйнштейн отверг высказанную там идею возможной эквивалентности прошлого и будущего. Для Эйнштейна, сколь ни велико было искушение вечностью, принятие идеи о возможности путешествия вспять во времени было отрицанием реального мира. Эйнштейн не поддержал предложенную Геделем радикальную интерпретацию своих собственных взглядов [5].

По замечанию Карло Рубино, сюжет «Илиады» Гомера вращается вокруг проблемы времени, когда Ахилл пускается на поиски чего-то перманентного и неизбежного:

«Мудрость «Илиады» — горький урок, который Ахилл, ее герой, постигает слишком поздно, заключается в том, что такое совершенство может быть достигнуто только ценой потери человеческой природы: чтобы подняться еще на одну ступень славы, он должен лишиться жизни. Для представителей человеческого рода, мужчин и женщин, для нас, неизбежность, полная

безопасность, иммунитет от взлетов и падений жизни, способных свести с ума, наступает лишь после того, как мы расстаемся с жизнью, умираем или становимся богами: боги, говорит нам Гораций, единственные живые существа, которые ведут жизнь, свободную от опасности, не ведая беспокойства и изменений» [6].

«Одиссея» Гомера представляется диалектическим аналогом «Илиады». Одиссей достаточно удачлив: ему был предоставлен выбор между бессмертием, если он навсегда останется влюбленным Калипсо, и возвращением к человеческой природе, последующей старостью и смертью. В конце концов Ахилл отдает предпочтение времени перед вечностью, человеческой судьбе перед судьбой бога.

Со времен Гомера время стало центральной темой в литературе. В очерке, принадлежащем перу выдающегося писателя современности Хорхе Луи Борхеса под названием «Новое опровержение времени», автор заключает: «И все же, и все же ... Отрицание временной последовательности, отрицание себя, отрицание астрономической Вселенной — все это акты отчаяния и тайного сожаления ... Время — это субстанция, из которой я состою. Время — это река, уносящая меня, но я сам река; это тигр, пожирающий меня, но я сам тигр; это огонь, поглощающий меня, но я сам огонь. Мир, к сожалению, реален; я, к сожалению, Борхес» [7]. Время и реальность связаны между собой нерасторжимо. Отрицание времени может быть либо сожалением, либо триумфом человеческого разума. Это всегда отрицание реальности.

Отрицание времени было искушением и для ученого — Эйнштейна и для поэта — Борхеса. Эйнштейн неоднократно повторял, что у Федора Михайловича Достоевского он научился гораздо большему, чем у любого физика. В письме к Максу Борну (1924) Эйнштейн писал, что если бы ему пришлось отказаться от строгой причинности, то он «предпочел бы стать сапожником или служащим в игорном доме, чем физиком» [8]. Чтобы вообще иметь хоть какую-то ценность физику необходимо удовлетворить испытываемую им потребность избежать трагедии обыденной человеческой жизни. «И все же, и все же», когда Гедель продемонстрировал ему, к каким последствиям приводят в конце концов его поиски — к отрицанию той самой реальности, которую стремятся описать физики, Эйнштейн отступил.

Разумеется, мы можем понять Эйнштейна, отвергавшего случайность как единственный ответ на наши вопросы. Путь, которым мы пытались следовать до сих пор, в действительности представлял собой

узкую тропинку между двумя концепциями, каждая из которых ведет к отчуждению: мир, управляемый детерминистическими законами, не оставляющий места для новаций, и мир, управляемый Богом, играющим в кости, где все абсурдно, лишено причинности и непостижимо.

Мы пытались превратить наше повествование в путешествие по узкой тропинке и тем самым продемонстрировать роль человеческого творчества в науке. Как ни странно, но научное творчество часто недооценивают. Мы все сознаем, что если бы Шекспир, Бетховен или Ван Гог умерли вскоре после рождения, то никто другой не смог бы повторить их достижения. Верно ли аналогичное утверждение применительно к ученым? Разве не открыл бы кто-нибудь другой классические законы движения, если бы их не открыл Ньютон? Зависела ли формулировка второго начала термодинамики исключительно от Клаузиуса? В утверждении о том, что между творчеством художника и творчеством ученого, имеется различие, есть доля истины. Наука — предприятие коллективное. Чтобы быть воспринятым, решение научной проблемы должно удовлетворять существующим критериям и требованиям. Однако эти ограничения не исключают творчества. Они его провоцируют.

Саму формулировку парадокса времени следует считать ярчайшим проявлением человеческого творчества и воображения. Если бы наука ограничивалась эмпирическими фактами, то как бы она могла мечтать об отрицании стрелы времени? Установление симметричных во времени законов природы было достигнуто не только благодаря введению произвольных упрощений. Эмпирические наблюдения комбинировались с созданием теоретических структур. Вот почему решение парадокса времени не могло бы быть достигнуто путем простого обращения к здравому смыслу или подходящих модификаций законов динамики. Речь шла не просто об определении слабых мест в классическом здании. Чтобы добиться фундаментального прогресса, нам необходимы новые физические понятия, такие как детерминистический хаос и резонансы Пуанкаре, и новый математический аппарат, чтобы укрепить слабые места. В нашем диалоге с природой мы превращаем то, что на первый взгляд казалось препятствиями, в оригинальные концептуальные структуры, позволяющие по-новому взглянуть на взаимоотношения между познающим и познаваемым.

То, что возникает в настоящее время, представляет собой «промежуточное» описание, лежащее где-то между двумя непохожими друг на

друга образами детерминистического мира и произвольного мира чистой случайности. Физические законы приводят к новой форме познаваемости, выражаемой несводимыми к траекториям статистическим представлениям. Связанные с неустойчивостью на микроскопическом или макроскопическом уровне, новые законы природы оперируют с возможностью событий, но не сводят эти события к выводимым предсказуемым следствиям. Такая делимитация между тем, что можно и что нельзя предсказать и контролировать, могла бы вполне удовлетворить стремление Эйнштейна к познаваемости.

Следуя по узкой тропинке, избегающей драматических альтернатив слепых законов и произвольных явлений, мы обнаруживаем, что значительная часть окружающего конкретного мира, как сказал некогда Альфред Норт Уайтхед, «ускользает сквозь ячейки научной сети». Новые горизонты открываются в избранный момент истории науки, и хотелось бы надеяться, что мы сумели передать это наше убеждение читателям.

Примечания

От автора

- [1] Prigogine I., Stengers I. *Entre le Temps et l'Eternide*. — Paris: Librairie Arthème Fayard, 1988. (Второе издание: Paris: Flammarion, 1992.)
- [2] Prigogine I., Stengers I. *Das Paradox der Zeit*. — München: R. Piper & Co. Verlag, 1993.

Пригожин И., Стенгерс И. *Время, хаос, квант. К решению парадокса времени*. — М.: Издательская группа «Прогресс», 1994. Библиотека журнала «Путь».

- [3] Prigogine I. *La Fin des Cerfitudes*. — Paris: Odile Jacob, 1996.
- [4] Prigogine I., Stengers I. *Ordes Out of Chaos*. — N. Y.: Bantam Books, 1984. (Русский перевод: Пригожин И., Стенгерс И. *Порядок из хаоса*. — М.: Прогресс, 1986).

Prigogine I. *From Being to Becoming*. — San Francisco: W. H. Freeman, 1980. (Русский перевод: Пригожин И. *От сущест-вующего к возникающему*. — М.: Наука, 1985.)

Введение

- [1] Popper K. R. *The Open Universe: An Argument for Indeterminism*. — Cambridge: Routledge, 1982, p. XIX.
- [2] James W. *The Dilemma of Determinism*. — In: *The Will to Believe*. — N. Y.: Dover, 1956.
- [3] Gigerenzer K., Swijtink Z., Porter T., Daston J., Beatty J., Krüger L. *The Empire of Chance*. — Cambridge: Cambridge University Press, 1989, p. XIII.
- [4] В книге: Krüger K., Daston J., Heidelberger M., eds. *The Probabilistic Revolution*. — Cambridge, Mass.: MIT Press, 1990, 1:80.

- [5] Gigerenzer G. et al. *The Empire of Chance*. — Cambridge: Cambridge University Press, 1989.
- [6] Popper K. R. *The open Universe: An Argument for Indeterminism*. — Cambridge: Routledge, 1982.
- [7] Tarnas R. *The Passion of the Western Mind*. — N. Y.: Harmony, 1991, p. 443.
- [8] Leclerc I. *The Nature of Physical Existence*. — L.: Allen and Unwin; N. Y.: Humanities press, 1972.
- [9] Bronowski J. *A Sense of Future*. — Cambridge, Mass.: MIT Press, p. 443.
- [10] Hawking S. *A Brief History of Time: From the Big Band to Black Holes*. — N. Y.: Bantam Books, 1988. (Русский перевод: Хокинг С. *От большого взрыва до черных дыр. Краткая история времени*. — М.: Мир, 1990.)

Глава 1. Дилемма Эпикура

- [1] Об Эпикуре см.: Barnes J. *The Presocratic Philosophers*. — L.: Routledge, 1989. Возможно, Барнс имел в виду стоиков, придерживавшихся своеобразной разновидности детерминизма.
- [2] Lucretius. *De Rerum Natura*. [Русский перевод: Тит Лукреций Кар. *О природе вещей*. Пер. с лат. Ф. А. Петровского. — М.: Художественная литература, 1983. Книга 2, 217–220, с. 65.]
- [3] Popper K. *The Open Society and Its Enemies*. — Princeton: Princeton University Press, 1963.
- [4] Относительно парменидов см.: Barnes J. *The Presocratic Philosophers*. — L.: Routledge, 1989.
- [5] Plato. *The Sophist*. — N. Y.: Garland, 1979. [Русский перевод — в издании: Платон. Сочинения в 3-х томах. — М.: Мысль, 1971.]
- [6] Wahl J. *Traité de Métaphysique*. — Paris: Payot, 1968.
- [7] Laplace P. S. *Oeuvres Complètes de Laplace*. — Paris: Gautiers-Villars, 1967.
- [8] Leibniz G. von. *Discourse on Metaphysics and Other Essays*. D. Garber and R. Ariew, eds. — Indianapolis: Hackett, 1991. [Русский перевод: Лейбниц. *Рассуждение о метафизике*. — В кн.: Лейбниц Г. В. *Сочинения в четырех томах*. — М.: Мысль, 1982, т. 1, с. 125–163.]

-
- [9] Needham J. *Science and Society in East and West: The Grand Titration*. — L.: Allen and View, 1969.
- [10] Переписку Эйнштейна и Тагора в переводе А. Робинсона см. в кн.: Dutta K., Robinson A. Rabindranath Tagore. — L. Bloomsbury, 1995.
- [11] Popper K. R. *The Open Universe: An Argument for Indeterminism*. — Cambridge: Routledge, 1982.
- [12] Bergson H. *Oeuvres*. — Paris: Presses Universitaires de France, 1959, p. 1331.
- [13] James W. *The Dilemma of Determinism*. — In: *The Will to Believe*. № 4. Dover, 1956.
- [14] Searle J. *Is There a Crisis in American Higher Education?* Bulletin of the American Academy of Arts and Sciences 46, № 4 (January 1993): 24.
- [15] Scientific American 271, № 4 (October 1994).
- [16] Weinberg S. Scientific American 271, № 4 (October 1994), p. 44.
- [17] Хокинг С. *От большого взрыва до черных дыр. Краткая история времени*. — М.: Мир, 1990.
- [18] Descartes R. *Méditations métaphysique*. — Paris: J. Vrin, 1976. [Русский перевод: Декарт Р. *Метафизические размышления*. — В кн.: Декарт Р. *Избранные произведения*. — М.: Госполитиздат, 1950.]
- [19] Penrose R. *The Emperor's New Mind*. — Oxford: Oxford University Press, 1990, pp. 4–5.
- [20] Whitehead A. N. *Process and Reality*. D. Griffin and D. Sherman, eds. *Corrected edition*. — N. Y.: Macmillan, 1978.
- [21] Snow C. P. *The Two Cultures and the Scientific Revolution. The Two Cultures and a Second Look*. — Cambridge: Cambridge University Press. [Русский перевод: Сноу Ч. П. *Две культуры*. — М.: Прогресс, 1973.]
- [22] Clausius R. J. Ann. Phys. 125, 353, 1865; Пригожин И., Стенгерс И. *Порядок из хаоса*. — М.: Прогресс, 1986.
- [23] Eddington A. S. *The Nature of the Physical World*. — Ann Arbor: University of Michigan Press, 1958.
- [24] Пригожин И. *От существующего к возникающему*. — М.: Наука, 1985.

- [25] Poincaré H. *La Mécanique et l'expérience*. Revue de Métaphysique et Morale 1, 534–537, 1893; Poincaré H. *Leçons de Thermodynamique*. J. Blondin, ed. — Paris: Herman, 1923.
- [26] По поводу взглядов Цермело см.: Brush K. *Kinetic Theory*. — N. Y.: Pergamon Press, 1962. vol. 2.
- [27] Smoluchowski R. *Vorträge über die kinetische Theorie der Materie und Elektrizität*, 1914. — На эту работу Смолюховского ссылается Герман Вейль в кн.: Weyl H. *Philosophy of Mathematics and Natural Science*. — Princeton, N.J.: Princeton University Press, 1949. [Частичный русский перевод: Вейль Г. *О философии математики*. — М.: Гостехиздат, 1934; в кн.: *Прикладная математика*. Под ред. Э. Беккенбаха. — М.: Мир, 1968, с. 309–361.]
- [28] Gell-Mann M. *The Quark and the Jaguar*. — L.: Little, Brown, 1994, pp. 218–220.
- [29] Planck M. *Treatise on Termodynamics*. — N. Y.: Dover, 1945. [Русский перевод: Планк М. *Лекции по термодинамике Макса Планка*. — СПб.: 1900.]
- [30] Born M. *The Classical Mechanics of Atoms*. — N. Y.: Ungar, 1960. Эта работа М. Борна упоминается в кн.: Tabor M. *Chaos and Integrability in Nonlinear Dynamics*. — N. Y.: Wiley, 1989.
- [31] Пригожин И. *От существующего к возникающему*. — М.: Наука, 1985.
- [32] См. Price H. *Time's Arrow and Archimedes' Point: New Directions for the Physics of Time*. — Oxford: Oxford University Press, 1996.
- [33] Lagrange J. L. *Théorie des fonctions analytiques*. — Paris: Imprimerie de la République, 1796.
- [34] Gell-Mann M. *The Quark and the Jaguar*. — L.: Little, Brown, 1994.
- [35] Rosenfeld L. *Unphilosophical Considerations on Causality in Physics*. — In: Selected Papers of Léon Rosenfeld. R. S. Cohen and J. J. Stachel, eds. — Dordrecht: Reidel, 1979. Boston Studies in the Philosophy of Science, vol. 21, pp. 666–690.
- [36] Borel. Цит. в кн.: L. Krüger, J. Daston and M. Heidelberg, eds. *The Probabilistic Revolution*. — Cambridge, Mass.: MIT Press, 1990.
- [37] Gibbs J. W. *Elementary Principles in Statistical Mechanics*. — N. Y.: Scribner's, 1902. [Русский перевод: Гиббс Дж. В. *Основные принципы статистической механики, разработанные со специальным*

- применением к рациональному обоснованию термодинамики. — В кн.: Гиббс Дж. В. *Термодинамика. Статистическая механика*. — М.: Наука, 1982. Серия «Классики науки».]
- [38] Poincaré H. *The Value of Science*. — N. Y.: Dover, 1958. [Русский перевод: Пуанкаре А. *Ценность науки*. — В кн.: Пуанкаре А. *О науке*. — М.: Наука, 1983.]
- [39] Mandelbrot B. *The Fractal. Geometry of Nature*. — San Francisco: W. H. Freeman, 1983.
- [40] Poincaré H. *New Methods of Celestial Mechanics*. Goroff D., ed. — American Institute of Physics, 1993. [Русский перевод: Пуанкаре А. *Новые методы небесной механики*. — В кн.: Пуанкаре А. *Избранные труды*. Т. 1, 2. — М.: Наука, 1971, 1972.]
- [41] М. Born, цит в кн.: Tabor M. *Chaos and Integrability in Nonlinear Dynamics*. — N. Y.: Wiley, 1969.
- [42] Tabor M. *Chaos and Integrability in Nonlinear Dynamics*. — N. Y.: Wiley, 1989.
- [43] Jammer M. *The Philosophy of Quantum Mechanics*. — N. Y. Wiley-Interscience, 1974; Rae A. I. M. *Quantum Physics: Illusion or Reality?* — Cambridge: Cambridge University Press, 1986.
- [44] Davies P. *The New Physics: A Synthesis*. — Cambridge: Cambridge University Press, 1989, p. 6.
- [45] Цит. в кн.: Laurikainen K. V. *Beyond the Atom: The Philosophical Thought of Wolfgang Pauli*. — Berlin: Springer Verlag, 1988, p. 193.
- [46] George Cl., Prigogine I., Rosenfeld L. *The Macroscopic Level of Quantum Mechanics*. Kong. Danske Viden. Selskab Matematisk-fysiske Medd., 38, 1–44, 1972.
- [47] См., например, Unruh W. G., Zurek W. H. *Reduction of a Wavepacket in Quantum Brownian Motion*. Phys. Rev., 40, 1070, 1989.
- [48] Bell J. S. *Speakable and Unsayable in Quantum Mechanics*. — Cambridge: Cambridge University Press, 1989.
- [49] Gell-Mann M. *The Quark and the Jaguar*. — L.: Little, Brown, 1994.
- [50] Ghirardi G. C., Rimini A., Weber T., Phys. Rev. D 34, 470, 1986.
- [51] d'Espagnat B. *Conceptual Foundations of Quantum Theory*. — California: Benjamin 1976.
- [52] См. Farquhar I. *Ergodic Theory*. — L.: Interscience Publishers, 1964.

- [53] von Neumann J. *Mathematical Foundations of Quantum Mechanics*. — Princeton, N. J.: Princeton University Press, 1955. [Русский перевод: фон Нейман И. *Математические основы квантовой механики*. — М.: Наука, 1964.]
- [54] Cohen. — In: *The Probabilistic Revolution*. — Cambridge, Mass.: MIT Press, 1990.
- [55] Poincaré H. *Science and Hypothesis*. — N. Y.: Science Press, 1921. [Русский перевод: Пуанкаре А. *Наука и гипотеза*. — В кн.: Пуанкаре А. *О науке*. — М.: Наука, 1983.]

Глава 2. Всего лишь иллюзия?

- [1] Prigogine I. Bull. Acad. Roy. Belgique, 31, 600, 1945. См. также Prigogine I. *Etude thermodynamique des phénomènes irréversibles*. — Liège: Desoer, 1947.
- [2] Lagrange J. L. *Théorie des fonctions analytiques*. — Paris: Imprimerie de la République, 1796.
- [3] Hawking S. *A Brief History of Time: From the Big Bang to Black Holes*. — N. Y.: Bantam Books, 1988. [Русский перевод: Хокинг С. *От большого взрыва до черных дыр. Краткая история времени*. — М.: Мир, 1990.]
- [4] Bergson H. *L'Evolution créatrice*. — In: Bergson H. *Oeuvres*. — Paris: PUF, 1970, p. 784. [Русский перевод: Бергсон А. *Творческая эволюция*. — Москва — СПб, 1914.]
- [5] Ibid, 1344.
- [6] Poincaré H. *Science and Hypothesis*. — N. Y.: Science Press, 1921. [Русский перевод: Пуанкаре А. *Наука и гипотеза*. — В кн.: Пуанкаре А. *О науке*. — М.: Наука, 1983.]
- [7] Whitehead A. N. *Process and Reality*. D. Griffin and D. Sherborne, eds. Corrected edition. — N. Y.: Macmillan, 1978.
- [8] Eddington A. S. *The Nature of the Physical World*. — N. Y.: Macmillan, 1933.
- [9] De Donder T., Van Rysselberghe P. *Affinity*. — Menlo Park, Calif.: Stanford University Press, 1967; Prigogine I. *Introduction to Thermodynamics of Irreversible Processes. 3rd edition*. — N. Y.:

- Wiley, 1967. [Русский перевод: Пригожин И. *Введение в термодинамику необратимых процессов*. — М.: Изд-во иностранной литературы, 1960.]
- [10] Lewis G. N. *Science*, 71, 570, 1930.
- [11] Schrödinger E. *What is Life?* — Cambridge: Cambridge University Press, 1944. [Русский перевод: Шредингер Э. *Что такое жизнь? Физический аспект живой клетки*. — Ижевск: Издательский дом «Удмуртский университет», 1999 (2-е издание).]
- [12] Prigogine I. *Bull. Acad. Roy. Belgique*, 3, 600, 1945.
- [13] Onsager L. *Phys. Rev.* 37, 405, 1931; 38, 2265, 1931. Доказательство этой теоремы содержит знаменитые соотношения взаимности Онсагера.
- [14] Glansdorf P., Prigogine I. *Thermodynamic Theory of Structure, Stability and Fluctuations*. — N. Y.: Wiley-Interscience, 1971. [Русский перевод: Гленсдорфер П., Пригожин И. *Термодинамическая теория структуры, устойчивости и флуктуации*. — М.: Мир, 1973.]
- [15] Nicolis G., Prigogine I. *Exploring Complexity*. — San Francisco: W. H. Freeman, 1989. [Русский перевод: Николис Г., Пригожин И. *Познание сложности*. — М.: Мир, 1990.]
- [16] Там же.
- [17] Обзор по колебательным химическим реакциям см. в сб.: *Chemical Waves and Patterns*. R. Kapral and K. Showalter, eds. — Newton, Mass.: Kluwer, 1995.
- [18] Обзор неравновесных пространственных структур см. в специальном выпуске журнала *Physica A* 213, 1–2, «Inhomogeneous Phases and Pattern Formation». J. Chanau and R. Lefever. North Holland, 1995.
- [19] Turing A. M. *Phil. Trans. Roy. Soc. London, Ser. B*, 237, 37, 1952.
- [20] Nicolis G., Prigogine I. *Self-organization in Nonequilibrium Systems*. — N. Y.: John Wiley & Sons, 1977. [Русский перевод: Николис Г., Пригожин И. *Самоорганизация в неравновесных системах. От диссипативных структур к упорядочению через флуктуации*. — М.: Мир, 1979.] Nicolis G., Prigogine I. *Exploring Complexity*. — San Francisco: W. H. Freeman, 1989. [Русский перевод: Николис Г., Пригожин И. *Познание сложности*. — М.: Мир, 1990.]

- [21] Nicolis G., Prigogine I. *Exploring Complexity*. — San Francisco: W. H. Freeman, 1989. [Русский перевод: Николис Г., Пригожин И. *Познание сложности*. — М.: Мир, 1990.] Prigogine I. *From Being to Becoming*. — San Francisco: W. H. Freeman, 1980. [Русский перевод: Пригожин И. *От существующего к возникающему. Время и сложность в физических науках*. — М.: Наука, 1985.]
- [22] Biebracher C. K., Nicolis G., Schuster P. *Self-Organization in the Physico-Chemical and Life Sciences*. Report EUR 16546. — European Commission, 1995.

Глава 3. От вероятности к необратимости

- [1] Prigogine I. *From Being to Becoming*. — San Francisco: W. H. Freeman, 1980. [Русский перевод: Пригожин И. *От существующего к возникающему. Время и сложность в физических науках*. — М.: Наука, 1985.]
- [2] Ehrenfest P. and T. *Conceptual Foundation of Statistical Mechanics*. — Ithaca, N. Y.: Cornell University Press, 1959.
- [3] Bellemans A., Orban J. Phys. Letters 24A, 620, 1967.
- [4] Prigogine I. *Nonequilibrium Statistical Mechanics*. — N. Y.: Wiley, 1962. [Русский перевод: Пригожин И. *Неравновесная статистическая механика*. — М.: Мир, 1964.] Balescu R. *Equilibrium and Non Equilibrium Statistical Mechanics*. — N. Y.: Wiley, 1975. [Русский перевод: Балеску Р. *Равновесная и неравновесная статистическая механика*. — М.: Мир, 1978, т. 1, 2.] Resibois P. De Leener M. *Classical Kinetics of Fluids*. — N. Y.: Wiley, 1977. [Русский перевод: Резибуа П., Де Леенер М. *Классическая кинетическая теория плотных газов*. — М.: Мир, 1981.]
- [5] Lasota A., Mackey M. *Probabilistic Properties of Deterministic Systems*. — Cambridge: Cambridge University Press, 1985.
- [6] von Plato J. *Creating Modern Probability: Its Mathematics, Physics, and Philosophy in Historical Perspective*. — Cambridge Mass.: Cambridge University Press, 1994.
- [7] Ruelle D. Phys. Rev. Lett. 56, 405, 1986; Commun. Math. Phys., 125, 239, 1989; Hasegawa H., Saphir W. C. Phys. Rev. A46, 7401, 1992; Hasegawa H., Driebe D. Phys. Rev. E50, 1781, 1994; Gaspard P. J.

- of Phys. A25, L483, 1992; Antonion I., Tasaki S.J. of Phys. A: Math Gen. 26, 73, 1993; Physica A190, 303, 1992.
- [8] Prigogine I. *Les Lois du Chaos*. — Paris: Flammarion, 1994; *Le leggi del caos*. — Rome: Laterza, 1993.

Глава 4. Законы хаоса

- [1] Hasegawa H., Saphir W. C. Phys. Rev. A46, 7401, 1992; Hasegawa H., Driebe D. Phys. Rev. E50, 1781, 1994; Collet P., Eckman J. *Iterated Maps on the Interval as Dynamical Systems*. — Boston: Birkhauser, 1980; Shields P. *The Theory of Bernoulli Shifts*. — Chicago: University of Chicago Press, 1973.
- [2] Duhem P. *La théorie physique. Son objet. Sa structure*. (Reprint) — Paris: Vrin, 1981, vol. 2.
- [3] Hasegawa H., Saphir W. C. Phys. Rev. A46, 7401, 1992; Hasegawa H., Driebe D. Phys. Rev. E50, 1781, 1994; Gaspard P.J. of Phys. 25, L483, 1992; Antonion I., Tasaki S.J. of Phys. A: Math. Gen. 26, 73, 1993.
- [4] Ibid.
- [5] Mandelbrot B. *The Fractal. Geometry of Nature*. — N.Y.: W.H. Freeman, 1982; Ehrenfest P. and T. Conceptual Foundations of Statistical Mechanics. — Ithaca, N.Y.: Cornell University Press, 1959.
- [6] Nicolis G., Prigogine I. *Exploring Complexity*. — San Francisco: W.H. Freeman, 1989. [Русский перевод: Николис Г., Пригожин И. *Познание сложности*. — М.: Мир, 1990.] Prigogine I. *From Being to Becoming*. — San Francisco: W.H. Freeman, 1980. [Русский перевод: Пригожин И. *От существующего к возникающему. Время и сложность в физических науках*. — М.: Наука, 1985.]
- [7] См., например, Riesz F., Sz.-Nagy B. *Functional Analysis*. — N.Y.: Dover, 1991. [Русский перевод: Рисс Ф., Секельфальви-Надь Б. *Лекции по функциональному анализу*. 2-е изд. — М.: 1979.]
- [8] Prigogine I. *From Being to Becoming*. — San Francisco: W.H. Freeman, 1980. [Русский перевод: Пригожин И. *От существующего к возникающему. Время и сложность в физических науках*. — М.: Наука, 1985.] Arnold V., Avez A. *Ergodic Problems of Classical Mechanics*. — N.Y.: Benjamin, 1968. [Русский перевод:

Арнольд В. И., Авец А. *Эргодические проблемы классической механики*. Ижевск: 1999.]

- [9] Hasegawa H., Saphir W.C. Phys. Rev. A46, 7401, 1992; Hasegawa H., Driebe D. Phys. Rev. E50, 1781, 1994; Gaspard P. J. of Phys. 25, L483, 1992; Antonion I., Tasaki S.J. of Phys. A: Math Gen. 26, 73, 1993.
- [10] Gaspard P. Physics Lett. A168, 13, 1992; Chaos, 3, 427, 1993; Hasegawa H., Driebe D. Physics Letters. A168, 18, 1992; Phys. Rev. E50, 1781, 1994; Hasegawa H., Luschei E. *Exact Power Spectrum for a System of Intermittent Chaos*. Physics Letters A186, 193, 1994.

Глава 5. За пределами законов Ньютона

- [1] Petrosky T., Prigogine I. *Alternative Formulation of Classical and Quantum Dynamics for Non-Integrable Systems*. Physica A175, 1991; *Poincaré Resonances and the limits of Trajectory Dynamics*. Proceedings oh the National Academy of Science, 90, 9393, 1993; *Poincaré Resonances and the Extension of Classical Dynamics, Chaos, Solitons and Fractals*. 5, 1995.
- [2] См. любой курс теории рядов Фурье.
- [3] Prigogine I. *Nonequilibrium Statistical Mechanics*. — N.Y.: Wiley, 1962. [Русский перевод: Пригожин И. *Неравновесная статистическая механика*. — М.: Мир, 1964.]
- [4] См. работы: Petrosky T., Prigogine I. *Poincaré Resonances and the limits of Trajectory Dynamics*. PNAS, 90, 9393, 1993; *Poincaré Resonances and the Extension of Classical Dynamics, Chaos, Solitons and Fractals*. 5, 1995.
- [5] См. Brush S.G. *Kinetic Theory*. — Oxford: Oxford Pergamon Press, 1972, vol. 3.
- [6] См. Pomeau Y., Résibois P. Physies Reports, 19, 2, 63, 1975.
- [7] Petrosky T., Prigogine I. *New Methods in Dinamies and Statistical Physics*. (готовится к печати).
- [8] Prigogine I. *Nonequilibrium Statistical Mechanics*. — N.Y.: Wiley, 1962. [Русский перевод: Пригожин И. *Неравновесная статистическая механика*. — М.: Мир, 1964.] См. также работы, указанные в примечании 1 к этой главе.

Глава 6. Единая формулировка квантовой теории

- [1] Penrose R. *Shadows of the Mind*. — Oxford: Oxford University Press, 1994. Chap. 5.
- [2] Davies P. *The New Physics: A Synthesis*. — Cambridge: Cambridge University Press, 1989; Rae A.I.M. *Quantum Physics: Illusion or Reality?* — Cambridge: Cambridge University Press, 1986.
- [3] von Neumann J. *Mathematical Foundation of Quantum Theory*. [Русский перевод: фон Нейман Дж. *Математические основы квантовой механики*. — М.: Наука, 1964.]
- [4] Petrosky T., Prigogine I. *Quantum Chaos, Complex Spectral Representations and Time-Symmetry Breaking, Chaos, Solitons and Fractals*. 4, 311, 1994; Physics Letters A182, 5, 1993; Petrosky T., Prigogine I., Zhang Z. (готовится к печати).
- [5] Popper K.R. *Quantum Theory and the Schism in Physics*. — Totowa, N. J.: Rowman and Littlefield, 1982.
- [6] Классическим считается текст: Dirac P.A.M. *The Principles of Quantum Mechanics*. — Oxford: Oxford University Press, 1958. [Русский перевод: Дирак П. А. М. *Принципы квантовой механики*. — 2-е изд. — М.: Наука, 1979.]
- [7] Jammer M. *The Philosophy of Quantum Mechanics*. — N.Y.: John Wiley, 1974.
- [8] Eddington A. *The Nature of the Physical World*. — Ann Arbor: University of Michigan Press, 1958.
- [9] Böhm A. *Quantum Mechanics*. — Berlin: Springer, 1986; Böhm A., Gadella M. *Dirac Sets, Gamov Vectors and Gelfand Triplets*. — Berlin: Springer, 1989; G. Sudarshan. *Symmetry Principles at High Energies*. A. Perlmutter et al., eds. — San Francisco: W. H. Freeman, 1966; Sudarshan G., Chiu C. B., Gorini V. Phys. Rev. D18, 2914, 1978.
- [10] Petrosky T., Prigogine I. *Quantum Chaos, Complex Spectral Representations and Time-Symmetry Breaking, Chaos, Solitons and Fractals*. 4, 311, 1994; Petrosky T., Prigogine I., Zhang Z. (готовится к печати).
- [11] Petrosky T., Prigogine I. *Quantum Chaos, Complex Spectral Representations and Time-Symmetry Breaking, Chaos, Solitons and Fractals*. 4, 311, 1994; Physics Letters A 182, 5, 1993; Petrosky T., Prigogine I., Zhang Z. (готовится к печати).

- [12] Bohr N. *The Solway Meeting and the Development of Quantum Physics*. — In: *La Théorie quantique des champs*. — N. Y.: Interscience, 1962.

Глава 7. Наш диалог с природой

- [1] Nabokov V. *Look at the Harlequins*. — N. Y.: McGraw-Hill, 1974.
- [2] Prigogine I., Stengers I. *Entre le Temps et l'Eternité*. — Paris: Librairie Arthème Fayard, 2nd edition. — Paris: Flammarion, 1992.
- [3] Bohr N. *Atomic Physics and Human Knowledge*. — N. Y.: Wiley, 1958. [Русский перевод: Бор Н. *Атомная физика и человеческое познание*. — М.: ИЛ, 1961.]
- [4] Rae A. I. M. *Quantum Physics: Illusion or Reality?* — Cambridge: Cambridge University Press, 1986.
- [5] Heisenberg W. *The Physical Principles of the Quantum Theory*. — Chicago: University of Chicago Press, 1930. [Русский перевод: Гейзенберг В. *Физические принципы квантовой теории*. — Л.-М., 1931.]
- [6] См. Nicolis G., Prigogine I. *Exploring Complexity*. — San Francisco: W. H. Freeman, 1989. [Русский перевод: Николис Г., Пригожин И. *Познание сложности*. — М.: Мир, 1990.]
- [7] Gould S. J. *Scientific American*, 271, № 4 (October 1994), 84.
- [8] Ibid.

Глава 8. Предшествует ли время бытию?

- [1] Джон Уилер, цит. в кн.: Pagels H. *Perfect Symmetry*. — N. Y.: Bantam Books, 1986, p. 165.
- [2] Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. *Теория поля*. Изд. 6-е, исправленное и дополненное. — М.: Наука, 1973.
- [3] Davies P. *About time*. — L.: Viking, 1995.
- [4] Minkowski H. *The Principle of Relativity: Original Papers*. — Calcutta: University of Calcutta, 1920. [Частичный русский перевод в сб.: *Принципы относительности* Г. А. Лоренц, А. Пуанкаре, А. Эйнштейн, Г. Минковский. *Сборник работ классиков релятивизма*. — М.-Л.: ОНТИ, 1935.]

-
- [5] Einstein A. *Correspondence Einstein–Michele Besso 1903–1955*. – Paris: Hermann, 1972. [Частичный русский перевод: *Переписка А. Эйнштейна и М. Бессо, 1903–1955*. — В кн.: *Эйнштейновский сборник*, 1974, с. 5–112; *Эйнштейновский сборник*, 1975–1976, с. 5–42; *Эйнштейновский сборник*, 1977, с. 5–72.]
- [6] *Albert Einstein: Philosopher Scientist*. P. A. Schlipp, ed. — Evanston, Ill.: Library of Living Philosophers, 1949. [Частичный русский перевод в кн.: Эйнштейн А. *Собрание научных трудов*. Т. 4. — М.: Наука, 1967.]
- [7] Bondi H. *Cosmology*. — Cambridge: Cambridge University Press, 1960.
- [8] См. Narlikar J.V., Padmanabhan T. *Gravity, Gauge Theory and Quantum Cosmology*. — Dordrecht: Reidel, 1986.
- [9] Antonion I., Misra B.J. of Theor. Physics 31, 119, 1992.
- [10] Фок В. А. *Теория пространства, времени и тяготения*. 2-е изд. — М.: Физматгиз, 1961.
- [11] Hawking S. *A Brief History of Time: From the Big Bang to Black Holes*. — N. Y.: Bantam Books, 1988. [Русский перевод: Хокинг С. *От большого взрыва до черных дыр. Краткая история времени*. — М.: Мир, 1990.]
- [12] Dirac P.A.M. Rev. Mod. Phys., 21, 392, 1949, Currie D.J., Jordan T.F., Sudarshan E.C.G. Rev. Mod. Phys., 35, 350, 1962; Balescu R., Kotera T. Physica, 33, 558, 1967; Ben Ya'acov U. *Physica*.
- [13] Bondi H. *Cosmology*. — Cambridge: Cambridge University Press, 1960.
- [14] См. превосходный обзор: Weinberg S. *The First Three Minutes: A Modern View of the Origin of the Universe*. — N. Y.: Basic Books, 1977. [Русский перевод: Вайнберг С. *Первые три минуты*. — М.: Энергоиздат, 1981.]
- [15] Alpher, Herman. *Nature*, 162, 774, 1948; Phys. Rev. 75, 7, 1089, 1949.
- [16] См. Tryon E.P. *Nature*, 266, 396, 1973.
- [17] Общий обзор см. в кн.: Weinberg S. *Gravitation and Cosmology: Principles and Applications of the General Theory of Relativity*. — N. Y.: Wiley, 1972.
- [18] Ibid.

- [19] Narlikar J. V., Padmanabahn T. *Gravity, Gauge Theory and Quantum Cosmology*. — Dordrecht: Reidel, 1986.
- [20] Ibid.
- [21] Brout R., Englert F., Gunzig E. Ann. Phys., 115, 78, 1978; *General Relativity and Gravitation*, 10, 1, 1979; Brout R. et al. Nuclear Phys. B170, 228, 1980; Gunzig E., Nardone P. Phys. Letters. B188, 418, 1981; Fundamentals of Cosmic Physics, 11, 311, 1987.
- [22] Gunzig E., Géheniau J., Prigogine I. Nature. 330, 621, 1987; Géheniau J., Gunzig E., Prigogine I., Nardone P. Proc. Nat. Acad. Sci. USA, 85, 1428, 1988.
- [23] Weinberg S. *Dreams of a Final Theory*. — N. Y.: Pantheon Books, 1992.

Глава 9. Узкой тропинкой

- [1] Calvino I. *Cosmicomics*. Transl. by W. Weaver. — N. Y.: Harcourt, Brace & World, 1969.
- [2] Toulmin S. *Cosmopolis*. — Chicago: Chicago University Press, 1990.
- [3] Einstein A. *Ideas and Opinions*. — N. Y.: Crown, 1954, p. 225.
- [4] Scott P. *Knowledge, Culture and the Modern University, 75th Jubilee of the Rijksuniversiteit*. — Groningen: Holland, 1984.
- [5] *Albert Einstein: Philosopher-Scientist*. P. A. Schlipp, ed. — Evanston, Ill.: Library of Living Philosophers, 1949. [Частичный русский перевод в кн.: *Эйнштейн А. Собрание научных трудов*. Т. 4. — М.: Наука, 1967.]
- [6] Carlo Rubino (не опубликовано).
- [7] Borges J. L. *A New Refutation of Time*. — In: Border J. L. Labyrinth. — Harmondsworth: Penguin Books, 1970, p. 269. Серия «Penguin Modern Classics».
- [8] Einstein A., Born M. *The Born-Einstein Letters*. — N. Y.: Walker, 1971, p. 82. [Частичный русский перевод: Переписка А. Эйнштейна и М. Борна. — в кн.: *Эйнштейновский сборник*. — М.: Наука, 1971, с. 7–54; *Эйнштейновский сборник*. — М.: Наука, 1972, с. 7–103.]
- [9] Whitehead A. N. *Process and Reality*. D. Griffin and D. Sherborne, eds. Corrected edition. — N. Y.: Macmillan, 1978.

Толковый словарь терминов

Ансамбль — воображаемый набор тождественных систем с различными начальными условиями.

Антропный принцип — идея, согласно которой условия во Вселенной объясняются тем, что мы находимся здесь для того, чтобы наблюдать их.

Бифуркация — разделение решения на несколько ветвей при изменении параметра системы.

Большая система Пуанкаре (БСП) — система, неинтегрируемая из-за наличия резонансов Пуанкаре, рассматриваемая в термодинамическом пределе, вследствие чего ее энергетический спектр непрерывен.

Большой Взрыв — начальное событие в эволюции нашей Вселенной, описываемое как рождение вещества и энергии из точки.

Вселенная Фридмана — космологическая модель расширяющейся Вселенной, основанная на предположении о крупномасштабных однородности и изотропии Вселенной.

Второе начало термодинамики — принцип, согласно которому энтропия изолированной системы при эволюции во времени может только возрастать или оставаться постоянной.

Гамильтониан — энергия динамической системы, выраженная через координаты и импульсы.

Гильбертово пространство — пространство функций, для которых интеграл от квадрата функций вполне определен и конечен. Это функциональное пространство было использовано как основа традиционной квантовой механики. В дальнейшем гильбертово пространство нашло применения в классической и статистической механике.

Грубая зернистость — усреднение динамики по конечным областям фазового пространства.

Дельта-функция Дирака — математический объект, введенный Дираком, который можно определить как функцию, равную бесконечности в одной точке и нулю — во всех остальных точках.

Демон Лапласа — существо, вымышленное Лапласом, способное по точным начальным условиям точно предсказать будущую эволюцию нашей Вселенной и полностью восстановить ее прошлое.

Детерминизм — точка зрения, согласно которой эволюцией управляет некоторый набор правил, позволяющий из любого конкретного начального состояния порождать одну и только одну последовательность будущих состояний.

Детерминистический хаос — хаотическое поведение, возникающее из совершенно детерминистического закона эволюции.

Динамика Ньютона — правила эволюции, образующие ядро классической физики; в эпоху доквантового детерминизма было принято думать, что эти правила лежат в основе всей физической реальности.

Диссипативные структуры — пространственно-временные структуры, возникающие в сильно неравновесных условиях, например, в колебательных химических реакциях или регулярных пространственных структурах.

Кинетическая теория — изучение термодинамических свойств и свойств переноса в жидких и газовых системах как следствия взаимодействий между частицами.

Клиnamen — высказанная впервые Эпикуром идея, согласно которой для объяснения отклонения материального движения от жесткой предустановленной эволюции необходим случайный элемент.

Коллапс волновой функции — выходящий за рамки динамики элемент, необходимый в традиционной квантовой теории волновой функции, описывающей потенциально возможные состояния, для предсказания реального состояния.

Марковский процесс — процесс, в котором будущая эволюция состояния зависит только от настоящего (текущего) состояния. Для системы с непрерывным временем это означает, что процесс локализован во времени, т. е. эффекты памяти отсутствуют.

Неинтегрируемая система — система, состоящая из взаимодействующих частей, которая не может быть преобразована в систему, состоящую из не взаимодействующих частей. Если такое преобразование возможно, то система интегрируема и уравнения движения тривиально решаемы.

Обобщенная функция — класс математических объектов, которому принадлежит дельта-функция Дирака. Обобщенная функция не является обычной математической функцией, а определяется тем, как она действует на обычные функции.

Оператор Перрона–Фробениуса — оператор эволюции во времени для распределений вероятности в системах с дискретным временем (отображениях).

Отображение — динамический процесс с дискретным временем.

Парадокс обращения скоростей Лошмидта — аргумент, выдвинутый Лошмидтом против заключений Больцмана.

Показатель Ляпунова — скорость экспоненциального разбегания первоначально близких траекторий хаотической системы.

Принцип Ритца – Ридберга — представление частоты спектральных линий в виде разности двух энергетических уровней.

Пространство Гелльфанда — функциональное пространство, содержащее и обобщенные функции, и обычные («хорошие») функции, на которые те действуют.

Резонанс — усиливающая, или конструктивная, интерференция, возникающая при рациональном отношении двух частот системы.

Резонансы Пуанкаре — связь степеней свободы, приводящая к расходимостям из-за малых знаменателей в случае резонанса между ними. Резонансы Пуанкаре могут помешать существованию решения уравнений движения.

Самоорганизация — выбор одного из решений, возникающих в точке бифуркации, определяемый вероятностными законами. Сильнонеравновесная самоорганизация приводит к увеличению сложности.

Соотношение неопределенностей Гейзенберга — произведение погрешностей, ограниченное постоянной Планка, с которыми могут быть одновременно определены положение и импульс квантовой частицы. Абсолютная точность в определении положения или импульса влечет за собой полную неопределенность значения второго сомножителя.

Собственное значение — число, на которое умножается собственное состояние после действия на него соответствующего оператора.

Собственное состояние — состояние, которое под действием данного оператора переходит в себя, умноженное на некоторое число.

Спектральное разложение — разложение оператора по его собственным состояниям и собственным значениям в данном функциональном пространстве.

Стационарная Вселенная — космологическая модель, в которой расширение Вселенной компенсируется непрерывным рождением вещества.

Степень свободы — число независимых переменных, необходимых, чтобы задать конфигурационное состояние системы. Одна частица в трехмерном пространстве обладает тремя степенями свободы.

Структуры Тьюринга — структуры, возникающие в химических системах в результате взаимодействия реакций и диффузионных процессов; служат примером диссипативных структур.

Теорема о возвращаемости Пуанкаре — утверждение о том, что состояние замкнутой системы, определяемое значениями координат и скоростями всех частиц, в ходе эволюции системы во времени будет воспроизводиться сколь угодно близко к исходному состоянию.

***H*-теорема Больцмана** — утверждение Больцмана о том, что некоторая функция (*H*-функция), содержащая одночастичную функцию распределения, монотонно изменяется (не убывает) в ходе эволюции разбавленного газа взаимодействующих частиц во времени.

Теория КАМ (Колмогорова – Арнольда – Мозера) — теория, описывающая динамическое поведение некоторых классов неинтегрируемых систем. При увеличении энергии системы все сильнее превалирует хаотическое поведение.

Термодинамика — наука, занимающаяся изучением макроскопических свойств системы и их связи с динамикой, лежащей в основе функционирования системы.

Термодинамический предел — предел, переход к которому происходит при неограниченном увеличении числа N частиц и объема V системы, но конечной и постоянной концентрации частиц $c = N/V$.

Фазовое пространство — абстрактное точечное пространство, в котором координатами служат положения и скорости частиц эволюционирующей системы.

Фрактал — термин, предложенный Бенуа Мандельбротом для математических объектов с нецелой размерностью. Например, длина естественной (негладкой) береговой линии неограниченно возрастает при уменьшении масштаба, который используется для ее измерения, и поэтому береговая линия имеет размерность, заключенную между 1 и 2.

Функция распределения вероятности — функция, описывающая относительные веса систем или начальных условий, распределенных по ансамблю.

Хаос — поведение системы, при котором первоначально близкие траектории экспоненциально разбегаются со временем.

Энтропия — функция состояния системы, монотонно возрастающая для изолированных систем и достигающая максимума в состоянии термодинамического равновесия.

Эра Планка — период эволюции Вселенной непосредственно после Большого Взрыва, характеризуемый масштабами Планка, включающими в себя три фундаментальные постоянные природы — h (постоянную Планка), c (скорость света), G (гравитационную постоянную).

Предметный указатель

- Альфер, Ральф А. 152
- Амплитуды вероятности в физической интерпретации волновой функции 46
- волновая функция, соответствующая 121
 - динамические задачи, решаемые в терминах 46
 - квантовое состояние, представляющее 127
 - позволяющие вычислить вероятности 118, 132
 - уравнение Шрёдингера, описывающее 122
- Ансамбли: канонический ансамбль 72
- определенные 33
 - переход от волновых функций к 118
 - представление в фазовом пространстве 34
 - проблема хаоса, решаемая на уровне 79
 - траектории в сравнении с 76, 77, 79
 - функция распределения в равновесии 71–72
- Антониу, Иоаннис 147
- Антропный принцип 20
- Арнольд, Владимир Игоревич 41
- Архитектура 57
- Атомизм 15, 115
- Атомы, теория Бора 119, 129
- БСП *см.* неинтегрируемые большие системы Пуанкаре
- Бактерия 141
- Белл, Джон 50
- Бергсон, Анри 18, 19, 56, 68
- Бесконечные скорости 97
- Беспорядок как основа организации микроскопических систем 136
- Бибрахер К. К. 67
- Биология дарвиновская эволюция 23, 24, 159
- многообразие эволюций в 140–141
 - самовоспроизводящиеся биомолекулы 139
 - стрела времени в образовании структур 67
 - *см.* жизнь
- Бифуркации 64
- в качестве источника нового и разнообразия 66
 - в хаотическом поведении 64
 - как источник нарушения симметрии 65
 - наша Вселенная, содержащая последовательные 68
 - последовательные 66
 - типа вилки 65
- Бог: божественная точка зрения, необходимая для детерминизма 38
- детерминированно управляющий Вселенной 16
 - и большой взрыв 151
 - игра в кости 162
- Больцман, Людвиг: двухкамерная модель 25–26, 71, 84
- о втором законе термодинамики как вероятностном законе 23, 25

- о необратимости в динамических системах 30
- как иллюзии 9, 23, 24
- об ансамблях 71
- H -функция и H -теорема 24
- эволюционный подход к физике 9, 23–24
- Большие системы Пуанкаре *см.* неинтегрируемые большие системы Пуанкаре
- Большой взрыв 150–153
 - как начало Вселенной 13, 143
 - как необратимый 145
 - неустойчивость, связанная с 13
 - первая секунда после 152
 - произошедший 15 миллиардов лет назад 151
 - реликтовое излучение черного тела 117, 152, 154
 - рождение Вселенной как «бесплатный завтрак» 152, 156
- Бом, Арно 126
- Бонди, Герман 145, 151
- Бор, Нильс: атом, описанный в терминах энергетических уровней 119, 129
 - копенгагенская интерпретация квантовой механики 49, 133, 137
 - о квантовых скачках 123
 - о терминологии квантовой физики 133
 - принцип дополнительности 69, 133
- Борель, Эмиль 31
- Борхес, Хорхе Луис 162
- Браут, Роберт 155, 156
- Броновски, Джекоб 14
- Будущее в ньютоновской связи ускорения и силы 100
 - в формальных решениях уравнения Шредингера 126
 - в хаотических и простых динамических системах 94, 95
 - взаимодействие между знающим и известным творчеством 135
 - и прошлое, встречающееся в вероятностях 123
 - как асимметричные явления в необратимых процессах 30
 - как неопределимое 159
 - как ориентация стрелы времени в природе 94
 - общее 142
 - по построению 97
 - предсказанное в классической науке 11
- Вайль, Жан 16
- Вакуум Минковского 156
 - корреляций 109, 111
- Валери, Пол 97
- Вебер, Туллио 51
- Вейль, Герман 77
- Вайнберг, Стивен 19, 47
- Вероятности в законах природы 12, 31, 36, 38, 44, 118, 163
 - в измерениях 20
 - в квантовой физике 12, 50, 132
 - в макроскопической физике 44
 - в неравновесных системах 64
 - в фундаментальных законах физики 21
 - вероятности перехода 71
 - вероятностные амплитуды, дающие способ 118, 132
 - вероятностный переворот 52, 69, 118
 - второй закон термодинамики как вероятностный 23, 25
 - для диффузионных движений 42, 43
 - для неустойчивых систем 36
 - и рождение Вселенной 158
 - как выражающие незнание 35
 - как основное свойство природы 44
 - как основные объекты физики 69

- как расширенная форма рациональности 136
- как симметричные во времени 122
- прошлое и будущее, встречающиеся в 122
- распределение *см.* функции распределения
- субъективная интерпретация 12, 21
- траектории и 35
- эволюционные характеристики, описанные в терминах 52
- *см.* статистический уровень описания
- Взаимодействия в относительных системах 150
- между знающим и известным 135
- определенные 130
- статистическое описание, на которое оказывают влияние 109–110
- *см.* неубывающие взаимодействия, переходные взаимодействия
- Вигнер, Юджин 48
- Вильсон, Роберт 152
- Возбужденные атомы, затухание 124, 126–127
- Возможное и реальное* (Бергсон) 19, 56
- Возможности 12, 31
- Возможные миры 56, 68
- Волновые векторы: закон сохранения 110
- замена координат на 109
- и преобразование Фурье 106
- и эффект взаимодействия при статистическом описании 109–113
- квантовомеханическое дополнение для 130, 131
- определенные 106
- при статистическом описании движении свободной частицы 107
- Волновые функции: детерминированное, обратимое во времени уравнение, удовлетворяющее 12
- и амплитуды вероятности 122
- как детерминированные и вероятностные 19
- операторный формализм, требуемый для описания 119
- перенос к ансамблям 46
- расширение за пространство Гильберта 128
- резонансы, введенные в терминах 52
- смесь 46, 47, 128
- состояние квантовой системы, описываемое 121, 127
- траектория по сравнению с 46
- физическая интерпретация 46
- эволюция как суперпозиция осцилляционных членов 123
- *см.* редукция (коллапс) волновой функции, уравнение Шредингера, суперпозиция
- Восстановление 11
- Временная симметрия: вероятности как симметричные во времени 122
- диссипативные структуры, нарушающие 65
- измерительное устройство как нарушение 52, 133
- комплексное спектральное представление как нарушение 114
- нарушение как глобальное свойство 137
- негьютоновские процессы, нарушающие 98, 112, 116
- неустойчивость, нарушающая 12, 37–38
- отображения Бернулли как нарушение 84
- полугруппы, нарушающие 149
- резонансы, нарушающие 41, 43, 130–131

- хаотические системы, нарушающие 97
- Временной парадокс и преобразование пекаря 94
- интерфейс между духом и материей 48
- квантовый парадокс, решенный вместе с 12, 47, 123, 137–138
- определенный 9
- формулировка как творческий акт 163
- Время Ляпунова 96
- Планка 154
- в качестве основной проблемы реализма 19
- в классической науке 57
- в ньютоновской связи ускорения и силы 100
- в отображениях 76
- в теории относительности 144–145
- геологический масштаб времени 140
- и дилемма детерминизма 9
- и реальность как связанная с 162
- как внешнее 145
- как зависящее от истории 147
- как иллюзорное 9, 55, 144, 162
- как литературная тема 162
- как основная размерность существования 18
- как появляющееся свойство 57
- как предшествующее существование 143, 158
- как универсальное в физике Ньютона 139, 144, 147
- конструктивная роль 54
- метавселенной 143
- мнимое время 56, 144, 148
- начало 13, 143
- неустойчивость, связанная с 152
- одновременность 146
- определенность и отрицание 160
- пространственное время 56–57, 145, 149–150
- свобода, связанная с 55
- связи, требующая общего 133
- физики о 55
- философия времени 18
- философы о 55
- энтропийное время 140
- этика, связанная с 55
- *см.* стрела времени, эволюция, поток времени, будущее, прошлое, пространство-время, временной парадокс, временная симметрия
- Вселенная *см.* космология
- Вселенная де Ситтера 156
- Второй закон термодинамики 23
 - для систем, которые не являются изолированными 58
 - и необратимость 24
- игнорирование наблюдателя как основы 27–29
- как вероятностный 23, 25
- классическая формулировка 19, 58
- энтропия связанная с 22, 58
- Вязкость 10, 22
- Газы, кинетическая теория *см.* кинетическая теория газов
- Гамильтониан H в квантовой физике 122
 - в классической физике 118
 - как эрмитов 123
 - определенный 100
 - потенциальная энергия в гамильтониане как сумма парных взаимодействий 109
 - специальная теория относительности и описание через 149–150
 - течение времени, зависящее от 139
 - уравнения движения, полученные из 101

- функция распределения как функция 71–72, 106
- Гармоники 40, 111
- Гармонические осцилляторы 39, 94
- Гегель, Георг Вильгельм Фридрих 18
- Гедель, Курт 144, 161, 162
- Гейзенберг, Вернер 120, 138
- Гелл-Манн, Мюррей 27, 31, 50
- Геологические процессы, шкала времени 140
- Геометрия Римана 153
- Гераклит 16
- Гиббс Джозия Уильярд 33–36, 58, 71
- Гигеренцер, Герд 11
- Гладкость, статистическое описание, требующее 79
- Гленсдорф, Поль 61
- Голд, Томас 145, 151
- Гомер 162
- Города 59
- Гравитационные поля: материя, рожденная за счет 156, 157
- течение времени, на которое влияют 139–140
- Гравитация как кривизна пространства-времени 153
- квантование 154
- Группы динамические 95, 126, 141
- Гулд, Стивен Дж. 141
- Гунциг, Эдгар 156
- Гуссерл, Эдмунд 18
- Дарвин, Чарльз 9, 23–24
- Движение двух тел 94, 136
- уравнения *см.* уравнение движения
- Де Донде, Теофил 57, 58
- Декарт, Рене 20, 160
- Делокализованные функции распределения в квантовой физике 130
- для неубывающих взаимодействий 103, 104, 107, 113, 131, 137
- и выходящие из пространства Гильберта 105, 106
- неубывающее рассеяние, описанное 132
- определенные 104
- Дельта-функции 35, 87–88, 106, 112, 127
- Дельта-функция Дирака 35, 87–88, 106, 112, 127
- Демократия, наука в конфликте с 21
- Демокрит 15
- Детерминизм: божественная точка зрения, необходимая для 39
- в досократовой философии 15–16
- в западной философии 16
- в классической и квантовой физике 122
- дилемма 9, 13, 19
- математизированный 19
- ньютоново соотношение ускорения и силы как детерминированное 100
- основанный на идеализациях 31
- преобразование пекаря как детерминированное 93
- творчество и этика и 13
- удаляющийся от 118
- Детерминированные траектории 41
- Детерминированный хаос в уравнениях движения 33
- демон Лапласа в мире 39
- и неинтегрируемость Пуанкаре 102
- индивидуальное и статистическое описание не равносильны в 87–88
- как неприменимый в квантовой механике 51
- неприводимые вероятностные описания для 44
- отображение Бернулли для 77–82
- статистическое описание 96
- экспоненциальная расходимость как сигнатура 78

- Джеймс, Уильям 9, 18, 19
- Джирарди Джанкарло 51
- Дилемма детерминизма 9, 13, 19
- Дилемма детерминизма* (Джеймс) 19
- Динамика популяции 34
- Динамические группы 95, 126, 149
- Динамические системы в основном
- как сильно неинтегрируемые системы Пуанкаре 115
 - в термодинамической системе 159
 - возвращение к начальному состоянию за неизмеримое время 26
 - динамика как история корреляций 111
 - и необратимость 30, 114
 - интегрируемые системы 39, 44, 52, 98, 117, 128
 - как сильно неинтегрируемые 39
 - неустойчивость в 53, 115
 - общая задача динамики 40
 - по Пуанкаре 39–41
 - представление в фазовом пространстве 33, 100
 - прошлое и будущее в 94
 - рекуррентность в 92–93
 - решение задач на статистическом уровне 85–89, 103, 113–115
 - устойчивые 32, 53
 - *см.* также неинтегрируемые системы, неустойчивые системы
- Динамическое разложение 94
- Дирак, Поль 120, 143
- Дискретный спектр 119, 125
- Диссипативные структуры в неравновесной физике 10, 30
- и необратимость 69, 159
 - и равновесие 64
 - новая кинетическая теория для описания 114
 - однородность пространства и времени, нарушаемая 66
 - определенная 63
 - появление 125
 - самоорганизация в 66
 - стрела времени, необходимая для 69
 - теорема возврата Пуанкаре 93
- Диффузия: диффузионные члены в квантовой механике 52
- диффузионный член в неубывающих взаимодействиях 44, 52
 - как необратимая 10, 96
 - резонансы, ведущие к 43, 114, 136
 - тепловая 29, 36, 61
 - траектории, ведущие к хаосу 41
 - энтропия, связанная с 41
- Длина Планка 154
- Доверительный интервал 31
- Досократики 15, 21
- Дуализм Декарта 20
- в квантовой механике 48, 117
 - по Вайнбергу 20
- Дугем, Пьер Морис 84
- Дэвис, Пол К. В. 47–48, 144
- Единая теория 158**
- Жизнь: двойственность в сочетании 20**
- динамическая неустойчивость, необходимая для 115
 - и диссипативные структуры 63
 - исторический характер 141
 - неинтегрируемые системы, необходимые для 39
 - необратимость, связанная с 10, 59
 - неравновесные процессы, необходимые для 10, 29
 - питающаяся отрицательным энтропическим потоком 59
- Задача малых знаменателей 40**
- трех тел 33
- Закон сохранения волновых векторов 110**

- Законы природы:** Пуанкаре о законах термодинамики 53
- в квантовой физике 11, 123, 160
 - в классической физике 11, 123
 - в области малых энергий 13
 - вдали от равновесия 61
 - вероятности в 12, 38, 44, 118, 163
 - законы XIX века как детерминистические и обратимые во времени 17
 - и неустойчивость 11, 136, 163
 - идеализированный мир, описываемый 28, 160
 - конструктивная роль времени для 54
 - необратимость в 38, 89
 - переформулирующие фундаментальные законы физики 20, 98
 - статистическая формулировка 141
 - творчество как расширение 67
 - фундаментальный закон квантовой физики 121
- Законы хаоса** 83–97
- возможность говорить о 79, 96
- Замедление времени** 147, 148
- Знаменатели, проблема малых** 40
- Z загадки** 116
- Излучение солнечное** 22
- черного тела 117, 129, 152, 154
- Измерение в копенгагенской интерпретации** 137
- в фундаментальном описании природы 48
 - как вероятности 19
 - как действующая возможность 47
 - как смысл связи 133
 - необратимость в 48, 51
- Измерительные приборы** 49, 52, 133
- Илиада* (Гомер) 162
- Империя случайного* (Гигеренцер и другие) 11
- Инвариантность Галилея** 100
- Индетерминизм в фундаментальных законах физики** 20
- как антропоморфный 19
 - как совместимый с реализмом 118
 - обусловленный неустойчивостью и хаосом 54
 - статистическое описание неустойчивых систем, требующих 99
- Индивидуальный уровень описания в классической и квантовой физике** 116
- для интегрируемых систем 98
 - нарушение эквивалентности со статистическим описанием 36, 77, 79, 83, 87–89, 95, 97, 136
 - ограниченность принимаем 115
 - операторы, необходимые для 119
 - переход к статистическому уровню в квантовой физике 127–130
 - статистический уровень как эквивалентный 36, 42, 75, 98
 - статистическое описание в терминах операторов Лиувилля по сравнению с 107
 - термодинамика, как несовместимая с 115
- Инерция** 100
- Интегрируемые системы** 39, 44, 52, 98, 117, 128
- Интервал пространства-времени Минковского** 146, 149, 150, 153–155
- Фридмана 154, 155
- Интерференционные члены** 50
- Интерференция конструктивное и деструктивное** 108
- Информация: вероятности, выражающие отсутствие** 35
- второй закон термодинамики, как отсутствие 28
 - и энтропия 27

- распределения вероятностей, как отсутствие 37
- Йордан, Паскуаль** 120, 152
- КАМ-теория** 41
- Кальбино, Итало** 159
- Канонические уравнения движения** 101, 102
- Канонический ансамбль** 72
- Кант, Иммануил** 11, 16
- Квантовая физика: Фейнман о том, что никто реально не понимает** 46
- антропоморфные черты традиционной 134
- вероятности в 12, 50, 118, 132
- гамильтониан в 126
- динамика Ньютона в сравнении с 116
- дискретный и непрерывный спектры в 119, 125
- дуализм в 48, 51, 117
- законы природы в 11, 121, 123, 160
- значение и масштабы, обсуждаемые 46, 116
- и термодинамика 117
- как абсолют 31
- как детерминированная 122
- как неполная 117
- как операторное исчисление в пространстве Гильберта 88
- классическая механика, ограниченная 98
- копенгагенская интерпретация 49, 133, 137
- микросостояния и макросостояния 27
- нелокальность в 116
- необратимость в 51, 127
- неустойчивость в 11, 51, 98
- новая формулировка 46–53, 116–134
- обратимые во времени процессы в 30
- одноплавленное время, отрицательное в 9
- операторный формализм в 85, 119, 120
- основная задача 119
- основные заключения 132
- — предположения 46
- перенос от индивидуального к статистическому описанию в 127–130
- понятие клинамена, введенное в 51
- пределы применимости 44, 52
- предсказательный успех 46
- принцип дополнительности 69, 133
- — неопределенности Гейзенберга 69, 120–121, 127
- расширяющаяся до неустойчивых систем 83, 117
- реалистичная интерпретация 52, 117
- резонансы в 51, 52, 129, 131
- роль наблюдателя в 12, 46–53, 117, 133
- собственные значения и собственные функции в 88, 119
- состояние квантовой системы 121, 127
- течение времени, введенное в 12
- фундаментальный закон природы в 121
- хаос, введенный в 11
- см. квантовый парадокс, волновые функции
- Квантовые скачки для возбужденных атомов** 123
- Квантовый вакуум** 153, 156
- Квантовый парадокс** 47, 117
- временной парадокс и 12, 47, 123, 137, 138
- статистическая формулировка квантовой физики 128

- Кинетическая теория газов Пуанкаре о 36
- вероятность в 36
 - двухкамерная модель Больцмана 25–26, 71, 84
 - как специальный случай нового подхода 113
- Классическая физика: вероятности 12
- время в 57
 - гамильтониан H в 119
 - законы природы в 11, 123, 160
 - как детерминированная 122
 - как неполная 98
 - как редукционист 104
 - квантовая механика, ограничивающая значимость 98
 - наивный реализм 121
 - необратимость в 48
 - неупорядоченность, включенная в 11
 - неустойчивость в 11, 52, 98
 - обратимые во времени процессы в 30
 - относительность, показывающая пределы 98
 - предсказуемость в 11
 - расширения 45, 100
 - расширенная до неустойчивых систем 83
 - резонансы, приводящие к неопределенности 43
 - статистическое описание 99
 - фундаментальные концепции 100
 - *см.* физика Ньютона, траектории
- Клаузиус, Рудольф Юлиус 22–23
- Клинамен 16, 51, 53, 115
- Коллапс волновой функции *см.* сжатие волновой функции
- Колмогоров, Андрей Н. 40
- Консервативные системы, их динамика 93
- Константа связи 125
- Конструктивная интерференция 108
- Контроль 135
- Конференция по проблемам статистической механики и термодинамики 59
- Конформное время 155
- Конформный множитель 155–156
- Конформный фактор 158
- Копенгагенская интерпретация 49, 133, 137
- Корреляции вакуумные 109–111
- динамика 74
 - — как предыстория 111
 - и столкновения 73, 75
 - определенные 73, 109–110
 - парные 109, 110
 - поток 73–75, 82
 - рождение 111, 130
 - связь по сравнению с 74
 - уничтожение 74, 75, 111, 131
 - эволюция 111
- Космологический принцип 154
- Космология: Вселенная как развивающаяся 11, 136
- антропный принцип 20
 - возможные миры 56, 68
 - космологический принцип 154
 - метавселенная 143, 158
 - наблюдатель в 50
 - первоначальная Вселенная как организованная на высоком уровне 30
 - последовательность бифуркаций в нашей Вселенной 68
 - почему скорее там что-то есть, чем ничего нет 152
 - рождение Вселенной как взрыв энтропии 157
 - — связанное с неустойчивостью 156
 - стандартная модель 152, 154
 - у Эйнштейна 154

- см. большой взрыв, теория устойчивого состояния
- Коэн, И. Бернард 53
- Краткая история времени* (Хокинг) 14, 20, 148
- Кристаллы 59
- Кронекер, Леопольд 79
- Крупнозернистость 50, 93–94
- Лагранж, Жозеф Луи 31, 55
- Ландау Лев Давидович 144
- Лаплас, Пьер Симон 17, 19, 27, 39, 97
- Лейбниц, Готфрид фон 17, 160
- Леклерк, Айвор 13
- Леметре, Жорж Анри 154
- Лившиц, Евгений Михайлович 144
- Линейная неравновесная термодинамика 60
- Литература, время как тема 162
- Локализованные функции распределения: для промежуточных взаимодействий 104
- определенные 104
- Лоренц, Хендрик Антон 120
- Лошмидт, Йозеф 25, 26
- Лукреций 16, 53
- Льюис, Гилберт Н. 58
- Макроскопические системы 13, 44, 104, 115, 141
- Макросостояния 27
- Максвелл, Джеймс Клерк и кинетическая теория 113
- о новом типе знания 12
- об ансамблях 71
- Малые знаменатели, проблема 40
- Малый волновой вектор 112
- Мандельброт, Бенуа 38
- Марковский процесс 71
- Материя: вероятности, необходимые для понимания свойств 46
- и пространство-время Эйнштейна 153
- излучение черного тела в равновесии с 117, 129, 152
- как результат необратимости 139
- как созданная за счет гравитационных полей 156, 157
- как темная без стрелы времени 10
- как темная в равновесии 115
- новые качества, приобретенные вдали от равновесия 61, 63
- постоянное рождение в теории устойчивого состояния 151
- преобразования пространства-времени в 157
- разум и 21, 48
- состояния материи 44, 105
- фазовые переходы 44, 105
- энтропия, связанная с 157
- Матрица плотности 52, 127–128, 131
- Маятник 32
- Между временем и вечностью (Пригожин и Стенгерс) 135
- Менека 15
- Метавселенная 143, 158
- Метод теории возмущений для задачи на собственные значения 125–127
- теории возмущений Шредингера 125
- Микроканонический ансамбль 72
- Микросостояния 27
- Минковский, Герман 144
- Мисра Б. 146
- Мнимое время 56, 144, 148
- Многочлены Бернулли 86–87
- Модель «бесплатного завтрака» 152
- Модель урн 70, 76
- Мозер, Юрген Курт 40
- Морфогенез 64
- Де Муавр, Авраам 12
- Наблюдатель в квантовой физике 12, 47–53, 117, 133
- в космологии 50

- в специальной теории относительности 146
- второй закон термодинамики основанный на игнорировании 28
- индетерминизм, не зависимый от 118
- макроскопический характер наблюдения 26
- увеличение энтропии при наблюдении 48
- Набоков, Владимир 135
- Наложение 46, 50
- Нардоне, Паскуале 156
- Нарликар, Джай-Янт Вишну 146, 155
- Нарушение симметрии *см.* временная симметрия
- Наука: Декарт о 160
 - Фрейд об истории 67
 - Хокинг о будущем 14
 - Эйнштейн о 160
 - демократия, сталкивающаяся с 21
 - как диалог о природе 55, 57, 135
 - как чтение мыслей 14
 - классический идеал 135
 - не как монолитная 21
 - творчество в 163
 - философия, отделенная от 13, 19, 68
 - *см.* биология; законы природы; физика
- Научные законы *см.* законы природы
- Начальные условия, чувствительность к 32, 37, 83
- Неинтегрируемые большие системы Пуанкаре (БСП): большинство динамических систем как 115
 - и детерминированный хаос 102
 - индивидуальное и статистическое описания неэквивалентны для 97
 - как измеряющие сами себя 133
 - непрерывные спектры в 119
 - определенные 101
 - пример 102
 - резонансы в 126
 - формулировка в квантовой механике 131
- Неинтегрируемые системы 39
 - КАМ-теория 41
 - динамическое разложение в 94
 - как правило, а не исключение 98
 - резонансы как причина для 39, 99, 101
 - стакан воды в качестве 73
 - стрела времени, требующая 39
 - термодинамический предел, соответствующий 44
 - *см.* неинтегрируемые большие системы Пуанкаре
- фон Нейман, Джон 48, 49, 51, 116
- Нелокальное описание 37, 42, 88
- Нелокальность в квантовой теории 116
- Необратимость: большой взрыв как необратимый 145
 - в законах природы 38, 89
 - в измерении 48, 51
 - в квантовой физике 51, 123
 - в макроскопической физике 45
 - в неравновесной физике 10
 - в неубывающих взаимодействиях 103
 - в природе 22
 - в химических реакциях 139, 159
 - вероятности для описания 36
 - все процессы, ориентированные в одном направлении 94–96
 - жизнь, связанная с 60
 - и время Ляпунова 96
 - и второй закон термодинамики 24
 - и динамические системы 30–31, 114
 - и диссипативные структуры 69, 159
 - и наблюдатель 12
 - и реальность 10, 30, 145
 - и рождение Вселенной 158, 159

- и энтропия 22–23
- как иллюзорная 23, 144
- как проявляющаяся только за неизмеримо долгое время 26
- конструктивная роль 10, 29, 55
- материя как результат 139
- новые явления, следующие из 11
- переходная 59
- порядок и беспорядок в 28
- появление 89, 96
- преобразование гравитационной энергии как необратимое 156
- приближение, приемлемое для 26, 27, 75, 84, 96
- приводящая к эффектам долгой памяти 113
- прошлое и будущее как асимметрические в 30
- развивающая уровни организации 141
- статистическое описание для 75, 98, 99
- термодинамика как наука о 22
- энтропия, созданная 58
- Неопределенность, резонансы, приводящие к классической механике 43
- Непрерывный спектр 119–120, 125
- Неравновесная термодинамика в работах де Дондера 58
 - линейная неравновесная термодинамика 60
- Неравновесная химия 28–30, 64
- Неравновесные процессы и точки зрения Бергсона и Уайтхеда 68
 - необратимость, как конструктивная в 29
 - неравновесная физика, необходимая для описания мира 117
 - однонаправленное время в 10
 - получаемые как «бесплатный завтрак» 153
 - сложность, развивающаяся в 61
 - структура в неравновесных условиях 60
 - флуктуации в неравновесных системах 61, 64
 - эффекты производимые с помощью 139
- Неразличимость элементарных частиц 124
- Неубывающие взаимодействия 103
 - в макроскопических системах 104
 - в термодинамических системах 104, 131
 - выход из пространства Гильберта, обусловленный 88, 104
 - делокализованные функции распределения для описания 104, 106, 113, 131, 136
 - диффузионные члены в 44, 52
 - неубывающее рассеяние 131
- Неустойчивость: Бенара 139, 153
 - Большой Взрыв, связанный с 13
 - в динамических системах 53, 115
 - в законах природы 11, 136, 163
 - в квантовой физике 11, 52, 98
 - в классической физике 11, 52, 98
 - временная симметрия, нарушенная 12, 37–38
 - время, связанное с 152
 - и пределы физических понятий 31
 - и расстояние от равновесия 62
 - индетерминизм, обусловленный 54
 - классическая физика, требующая расширения для 45
 - классическое возрождение динамики 33
 - на статистическом уровне описания 136
 - на траекторном уровне, ведущая к устойчивости на статистическом уровне 79

- нарушение эквивалентности индивидуального и статистического описаний 36
- рождение Вселенной, связанное с 156
- *см.* также неустойчивые системы
- Неустойчивые системы: ансамбли, развертывающие новые свойства для 76
- выходящие за пространство Гильберта для 86, 88–89, 104
- динамически сформулированные на статистическом уровне для 69
- и однонаправленное время 9–10
- как вероятностные 36, 37
- квантовая теория 118
- неустойчивое равновесие 32
- противоречие между обратимыми и необратимыми процессами преодоленные в 30
- расширение классической и квантовой механики до 83
- статистическое описание 99
- чувствительность к начальным условиям в 37
- *см.* неустойчивость
- Нидэм, Джозеф 18
- Николис, Грегуар 67
- Ницше, Фридрих 19
- Новая Физика: синтез* (Девис) 47
- Новое опровержение времени* (Х. Борхес) 162
- Обобщенные функции** 35
 - в функциональном анализе 38
 - дельта-функции Дирака 34, 87–88, 106, 112, 127
 - и выходящие из пространства Гильберта 106
 - не включенные в пространство Гильберта 85
 - прекрасные функции, противопоставленные 87
- Обратимые во времени процессы в классической и квантовой механике 30
- волновая функция, удовлетворяющая обратимому во времени уравнению 12
- и энтропия 22
- как почти непостижимые 135
- классическая физика как основа веры в 98
- необратимость, необходимая для исследования 48
- необратимые процессы в сравнении с 22
- обратимый во времени мир как неизвестный 135
- преобразование пекаря как 93, 94
- траектория как 25
- уравнение Шредингера, как 122
- физические основы философии времени 19
- Общая проблема динамики 40
- Общая теория относительности: движение к космологии из уравнений 154
- интервал пространства-времени в 153
- расширение классической механики в 45
- Общий критерий эволюции 61
- Одиссея* (Гомер) 162
- Одновременность 146
- Однонаправленное время *см.* стрела времени
- Оператор Гамильтона H в квантовой теории 119
 - в статистической формулировке квантовой физики 128
 - и уравнение Шредингера 121
 - собственные значения 119, 123, 125
- Оператор Лиувилля для свободной частицы 107

- оператор Гамильтона по сравнению с 121
- определенный 102
- собственные значения 103, 107, 108, 132
- спектральное представление 103, 113, 132
- статистическое описание в терминах 107
- Оператор эволюции 86, 113–114, 126
- Операторный формализм 85, 119, 120
- Операторы: введение в физику 120
- квантовая физика как операторное исчисление в пространстве Гильберта 88
- оператор эволюции 86, 113, 126
- операторный формализм 85, 119, 120
- описание, требующее 119
- собственные функции 120
- столкновения 112
- эрмитовы операторы 123
- *см.* гамильтонов оператор H , оператор Лиувилля, оператор Перрона–Фробениуса, спектральное представление оператора
- Описание идеализированное в традиционных законах физики 28
- нелокальное 38, 43, 89
- промежуточное описание природы 163
- *см.* статистический уровень описания, индивидуальный уровень описания
- Описание траектории *см.* индивидуальный уровень описания
- Определенность: отрицание времени и творчества, связанных с 160
- поиска Декарта 160–161
- приближаясь к концу 159
- резонансы, приводящие к неопределенности 43
- Ослабление излучения 150
- Оснащенное пространство Гильберта 88
- Осциллирующие химические реакции 63, 115, 153
- Осцилляторы, гармонические 39, 94
- От существования к становлению (Пригожин) 29, 69
- Открытая Вселенная: аргументы в пользу индетерминизма (Поппер) 9, 19
- Относительность: время для 144, 145
- и бесконечные скорости 97
- однонаправленное время отрицаемое в 9
- пределы классической механики показанные 98
- *см.* общая теория относительности, специальная теория относительности
- Отображение Бернулли 77–82
- как необратимое 89
- как описывающее неупорядоченные системы 83–84
- моделирование траекторий для 80
- функций распределения для 81
- оператор эволюции 86
- преобразование пекаря как обобщение 89
- по сравнению с 90, 95
- стрела времени, введенная в 84, 89
- Парадокс близнецов 147–148
- нерелятивистский аналог 139
- Парадокс обращения скорости 25, 26
- Парменид 16
- Парные корреляции 109, 110
- Паули, Вольфганг 48, 51
- Пензиас, Арно 152
- Пенроуз, Роджер 20, 116, 157
- Первый закон термодинамики 157
- Периодические отображения 76
- Периодические функции 105, 106

- Перрона – Фробениуса оператор в отображениях Бернулли 77, 79, 84, 87, 89
— в преобразованиях пекаря 94
Перрона – Фробениуса уравнение 80, 95
Планк, Макс 117, 129
фон Плато, Ян 79
Платон 16
Плоские волны определенные 106
— суперпозиция 106, 108, 138
— траектория, сконструированная как 108
Показатель Ляпунова в отображении Бернулли 77, 79, 83, 86
— в преобразовании пекаря 89, 93
— сравнение соседних траекторий в 96
Полная энергия 71, 153
Полугруппы 95, 126, 149
Поппер, Карл 9, 13, 19, 118
Популяции: исследования Больцмана и Дарвина 24
— старение как свойство 73, 113
— фазовые переходы, значимые только на уровне 44
— физика 36
Порядок: беспорядок как составляющая основа микроскопических систем 136
— самоорганизация, сохраняющая 67
— стрела времени как источник 28
— энтропия и 28
— см. самоорганизация, энтропия
Постмодернистская философия 19
Постоянная Планка 126, 129, 131, 154
Предсказуемость в классической науке 11
— непредсказуемая новизна в природе 68
— предсказуемый успех квантовой теории 46
— с детерминированным хаосом 39
Преобразование Лоренца 146
— Фурье 106, 107, 131
Преобразование пекаря 86–96
— Перрон – Фробениус оператор для 94
— временной парадокс, связанный с 94
— как обратимое 93, 94
— как хаотическое и детерминированное 93
— нарушение эквивалентности индивидуального и статистического описания для 95
— обратимое во времени 93, 94
— отображение Бернулли 84, 85
— — по сравнению с 90, 95
— последовательные итерации 90–92
— рассмотрение равновесия на примере 94
— рекуррентное 92
— сдвиг Бернулли для представления 90
— собственные функции и собственные значения для 95
— спектральное представление в 95
— численное моделирование для 91
Приближение: диссипативные структуры, не объясняемые 69
— необратимость, обусловленная 26, 27, 75, 85, 96
— основные задачи, решенные в терминах 50
— эволюция обусловленная 26–27
Принцип дополнителности 69, 133
Принцип неопределенности Гейзенберга 60, 120–121, 127
Принцип неразличимости элементарных частиц 124
Принцип сохранения энергии 76
Природа: вероятность как свойство 44
— взгляды 19-го века как конфликтующие 21, 23

- диалектический взгляд требуемой 158
- дуальность в 20
- единство и разнообразие 54
- измерение, необходимое для фундаментального описания 48
- как автомат 17, 21
- как полугруппа, которая различает прошлое и будущее 95
- китайский и японский взгляд на 18
- микроскопическая картина 115
- наука как диалог с 55, 57, 135
- непредсказуемая новизна в 68
- обратимые и необратимые процессы в 22
- положение человечества в 15
- промежуточное описание 163
- разумность 21, 31
- расстояние от равновесия как параметра описания 64
- творчество 59
- см. законы природы
- Причинность 11, 162
- Пробная функция 35
- Промежуточные взаимодействия:
 - диффузионные члены как пренебрежимые в 44
- как не представляющие природы 115
- локализованные функции распределения для описания 104
- определенные 103
- рассеяния как 104, 115
- Пространственно подобное время 56–57, 145, 149
- Пространство Гельфанда 88
- Пространство Гильберта в функциональном исчислении 45
- выходить из 86, 88, 104, 105, 107, 114, 158
- динамические группы вне 126
- и спектральное представление с преобразованием пекаря 95
- как динамическая группа 95
- квантовая механика как операторное исчисление в 88
- обобщенные функции, не включенные в 85
- оснащенное 88
- расширение волновых функций вне 128
- собственные значения оператора Лиувилля в 103
- эквивалентность индивидуально-го и статистического описаний, нарушающаяся вне 89
- Пространство-время в специальной теории относительности 146
- геометрия Римана, характеризующая 153
- гравитация, связанная с кривизной 153
- и материя для Эйнштейна 153
- интервал пространства-времени Минковского 146, 149, 150, 153–155
- интервал пространства-времени Фридмана 154, 155
- квантование 154
- конформные интервалы в 155
- преобразованные в материю 157
- стрела времени, совместимая с 149
- Процессы переноса 22, 96
- Процессы распада возбужденных атомов 123
- вселенные, рожденные из 158
- при столкновениях нестабильных частиц 124–125
- радиоактивный распад 22
- экспоненциальное затухание 124, 126
- Прошлое в ньютоновой связи ускорения и силы 100

- в формальном решении уравнения Шредингера 126
- в хаотических и простых динамических системах 94, 95
- взаимодействие между знающим и известным творчеством 135
- восстановленное в классической науке 11
- и будущее, встречающиеся в вероятностях 122
- как асимметрия в необратимых процессах 30
- комплексное сопряжение волновых функций, распространяющихся в 122
- Пуанкаре, Анри о динамических системах 39–40
- о законах термодинамики 53
- о кинетической теории газов 36
- о различии между динамическими системами 33
- о свободных гамильтонианах 101
- об общей задаче динамики 40
- об объяснении необратимости в терминах траекторий 25
- Пятая физическая конференция в Солвее 133
- Равновесие:** Вселенная, далекая от 139
- в двухкамерной модели Больцмана 25–26
- в системе частиц 24
- вычисление скорости приближения к 88
- и диссипация 64
- и корреляция 73
- излучение черного тела в равновесии с материей 117, 129, 152
- материя, приобретающая новые качества, при удалении от 61, 63
- ограничение термодинамики до 58–59
- подход на основе преобразования пекаря 94
- равномерное распределение, соответствующее 86
- расстояние от равновесия как параметр, описывающий природу 64
- свободная энергия и 60
- творчество и расстояние от 59
- темная материя в 115
- термодинамическое равновесие 58, 60, 62, 72, 102, 117
- устойчивое и неустойчивое 32
- функция распределения ансамблей 71–72
- функция распределения в 107
- *см.* неравновесные процессы
- Равновесная статистическая термодинамика 72
- термодинамика 82, 98
- Равномерное распределение 86
- Радиоактивный распад 22
- Разрушающая интерференция 108
- Разрушение 19
- Разум и материя 20, 48
- Распределение Максвелла – Больцмана 24
- Распределения *см.* обобщенные функции
- Распространение 74
- событий (диаграмма) 110
- Рассеяние 114
- не представляющее естественный мир 115
- неубывающее рассеяние 131
- типичные эксперименты как идеализация 136
- Растягивающая координата 89, 91
- Раэ, Алестер 138
- Реакция Белоусова – Жаботинского 63–64
- Реализм: время и изменения как основная проблема 19

- индетерминизм, совместимый с 118
- наивный реализм классической физики 121
- реалистическая интерпретация квантовой теории 52, 117
- реалистическая интерпретация уменьшения редукции волновой функции 116
- Редукция (коллапс) волновой функции в реалистической интерпретации квантовой механики 52
- задача измерения, ведущая к 137
- и квантовый парадокс 116
- определенное 47
- с вариантом клинамена квантовой механики 51
- Резонансы 39–43
 - в БСП 126
 - в квантовой физике 51, 129, 131
 - в классической и квантовой физике 116
 - ведущие к хаосу 102
 - ведущие к членам с опасными знаменателями 40, 112
 - во взаимодействии осциллятора с полем 102
 - временная симметрия, нарушенная 41, 43, 130
 - выраженные в терминах дельта-функций 112
 - динамические группы, на которые повлияли 149
 - диффузионное движение 42–43, 113, 136
 - звуки, связанные 40
 - и неинтегрируемость 39–40, 99, 101
 - и подход к теории возмущений 125
 - и распределение скоростей по времени 74
 - как нелокальные 42
 - конструктивная интерференция, угрожающая 108
 - при переходе от волновых функций к ансамблям 117
 - пузыри, обусловленные 111
 - статистическое описание, на которое влияют 111–113
 - суперпозиция плоских волн, на которую влияют 138
 - течение времени, укоренившееся в 139
 - траектории, подвергнутые влиянию 41
 - фундаментальная роль в физике 42
- Резонансы Пуанкаре *см.* резонансы
- Рекуррентное соотношение 85
- Рекуррентность в преобразовании пекаря 92–93
 - теорема возвращения Пуанкаре 26, 39, 92
- Римини, Эмануэль 51
- Ритца–Ридберга принцип 118, 129, 130, 132
- Робертсон, Говард 154
- Рождение фрагментов 111
- Розенфельд, Леон 31, 49, 51
- Рубино, Карл 161
- Ряд Фурье 106
- Самовоспроизводящиеся биомолекулы 139
- Самоорганизация в диссипативных структурах 66
 - в неравновесной физике 10, 29
 - временная ориентация, необходимая для 115
 - и расстояние от равновесия 55
 - неинтегрируемые системы, необходимые для 39
 - порядок, сохраняемый с помощью 67
 - технология в сравнении с 67

- Свет 97, 146
- Свобода: Эпикур о 16
- время, связанное с 55
 - демократия, основанная на 21
 - и детерминизм в традициях Запада 13
 - отрицание Эйнштейном 18
- Свободная частица, движение 101, 107, 156
- Свободная энергия в условиях равновесия 60
- Свободные гамильтонианы 101, 107
- Связь: измерение как способ 133
- корреляции и человек 74
- Сдвиг Бернулли 83, 90, 93
- Сжимающаяся координата 89, 91
- Сингулярные функции *см.* обобщенные функции
- Синтетическая химия 67
- Сирл, Джон Р. 19
- Скорости бесконечные 97
- Скорость света 97, 146
- Скотт, Питер 161
- Сложность биологических и химических структур 67
- необратимость, связанная с 61
 - появления 115
 - развивающаяся в неравновесных системах 61
- Случай *см.* вероятности
- Случайное блуждание 43, 70
- Случайные траектории 41
- Смесь волновых функций 46, 47, 128
- Смолуховский, Роман 26
- Сноу, С.П. 21
- Собственные значения в спектральном представлении оператора 87–88
- в статистической формулировке квантовой физики 128
 - как центральные в статистической и квантовой механике 88
 - оператора Гамильтона 119, 123, 125
 - — Лиувилля 103, 107, 108, 132
 - — эволюции 86
 - определенные 85
 - с трансформацией пекаря 95
- Собственные функции в спектральном представлении оператора 87–88
- в статистической формулировке квантовой физики 128
 - как основа в статистической и квантовой механике 88
 - оператор Гамильтона 119
 - — Лиувилля 103, 107
 - — эволюции 86
 - операторов 120
 - определенные 85
 - с преобразованием пекаря 95
- События 12
- Солнечное излучение 22
- Состояние динамической системы 33
- квантовой системы 121, 127
 - материи 44, 105
- Сохранение волнового вектора, закон 110
- энергии, принцип 72
- Спектральное представление оператора оператора Лиувилля 103, 113, 132
- оператора Перрона–Фробениуса 87, 88, 94, 95
 - оператора эволюции 113
- Спектральный интервал 106
- Спектроскопия 118, 128, 129
- Спектры, дискретные и непрерывные 119, 125
- Специальная теория относительности 146–150
- замедление времени 147, 148
 - и гамильтоново описание 149–150
 - парадокс близнецов 147

- пространственно подобное время, не предполагающее 149–150
- Спиноза, Барух 20, 153
- Стандартная модель (космология) 143, 152
- Становление 16
- Старение 73, 113
- Статистическая механика 45, 85, 88
- Статистический уровень описания в детерминированном хаосе 96
- в классической динамике 98
- в классической и квантовой физике 116
- динамические задачи, решенные на 85–89, 103, 113–115
- для необратимых процессов 75, 98, 99
- для неустойчивых систем 99
- для хаотических систем 96
- законов природы 141
- замена координат на волновые векторы 109
- индивидуальный уровень как эквивалентный для 35, 42, 75, 98
- молекул в стакане воды 73
- нарушение эквивалентности с индивидуальным описанием 36, 76, 79, 83, 87, 88, 95, 97, 136
- необратимость, обусловленная значением на 75
- неустойчивость в 136
- операторы, необходимые для 119
- переход в квантовую физику 127–130
- резонансные эффекты на 111–113
- термодинамика, требующая 115
- траекторное описание по сравнению с 107
- эффект взаимодействия на 109–113
- Стенгерс, Изабель 135
- Столкновения в H -теореме Больцмана 24
- в постоянных взаимодействиях 104
- и корреляции 73–75
- молекул 73
- Стрела времени в макроскопическом процессе 22
- в неравновесной физике 10
- в реалистичной интерпретации квантовой механики 52
- в субъективной интерпретации 48
- в формировании структуры 67
- враждебное отношение к концепции 58, 59
- все имеют одинаковое направление 94, 142
- диссипативные структуры, требующие 69
- для того, чтобы рассмотреть вопрос о разумной жизни 20
- как источник порядка 29
- как факт, обусловленный наблюдениями 70
- конструктивная роль 10
- неинтегрируемые системы, необходимые для 39
- низведенной до феноменологии 10, 11
- отображения Бернулли, приводящие 84, 89
- отрицание 9
- отрицание физикой 10
- пространство-время совместимое со 150
- эволюционирующая Вселенная 11
- энтропия в качестве 23
- Структура в неравновесных условиях 60
- и функция 59
- стрела времени в образовании 67
- *см.* диссипативные структуры
- Сударшан, Джордж 126
- Суперпозиция волновых функций 124
- периодических функций 105

- плоских волн 107, 138
- принцип 132
- Тагор, Рабиндранат 18
- Тарнас, Ричард 13
- Творчество в науке 59
 - демократия, основанная на 21
 - и детерминизм 13
 - и расстояние от равновесия 59
 - как расширение законов природы 67
 - определенность и непризнание 160
 - природы 59
- Теорема возвращения Пуанкаре 26, 39, 92
- Теория постоянных состояний как объединенная с большим взрывом 145
- Теория устойчивых состояний 151
 - трудности с 151
- Тепловая диффузия 28, 36, 61
- Термодинамика Пуанкаре о законах 53
 - и квантовая теория 117
 - как наука о необратимом 22
 - как несовместимая с траекторным описанием 115
 - неравновесная 58, 59, 68
 - ограниченная условиями равновесия 58–59
 - первый закон 157
 - равновесная 82, 98
 - равновесная статистическая 72
 - традиционный конфликт с динамикой, устраняющий 96
 - см. энтропия, второй закон термодинамики
- Термодинамическая неоднозначность бифуркация типа вилки 64
 - вне точки бифуркации 62
 - определенная 62
- Термодинамические системы 105, 131, 138, 159
 - Термодинамический предел 44, 105, 114, 138
 - Термодинамическое равновесие 58, 60, 62, 72, 102, 117
 - Технология, самоорганизация по сравнению 67
 - Течение времени в нерелятивистской физике 139
 - введенное в квантовой физике 12
 - гравитационные поля, оказывающие влияние на 139–140
 - зависящее от истории событий 148
 - как глобальное свойство 24
 - как изменяющееся 139
 - как универсальное в физике Ньютона 139, 144, 148
 - развивающее уровни организации 141
 - резонансы как источник 139
 - Тоулмин, Стивен 160
 - Точка бифуркации 63, 65
 - Траектории: ансамбли по сравнению с 76, 77, 79
 - в определении показателя Ляпунова 96
 - влияние резонансов на 41
 - волновая функция по сравнению с 46
 - второй закон термодинамики и индивидуальные 23
 - задача трех тел по сравнению с 33
 - законы хаоса парадоксальные с 96
 - и дельта-функции 34, 127
 - и отображения Бернулли 77–82
 - и распределения вероятностей 35
 - как идеализации 37
 - как негладкие 79–80
 - как несоответствующие описанию хаотических систем 84, 96
 - как обратимые во времени 25
 - как особые решения уравнения Перрона – Фробениуса 80

- как построение плоских волн 108, 137
- как простейшие 99
- коллапс 99, 108, 114
- ограниченная применимость 44
- Трайон, Эдвард 152
- Тройные корреляции 109
- Тьюринг, Алан Мэтисон 64

- Уайтхед, Альфред Норс и неравно-
весная динамика 68**
- компромисс между наукой и сво-
бодой 15
- о познаваемости природы 21, 31
- о проскальзывании через науч-
ную сеть 164
- о существовании как процессе 56
- о творчестве природы 59
- философия, сконцентрированная
на времени 18
- Уиллер, Джон Арчибальд 143
- Ультрафиолетовые расходимости 157
- Уокен, Артур 154
- Уравнение Лиувилля 103, 121, 127,
130
- Уравнение Шредингера: амплитуды
вероятности, описываемые 122
- и редукция волновой функции 47,
116
- как детерминированное и обрати-
мое во времени 17, 19, 46, 122, 130
- как дифференциальное уравнение
в частных производных 122
- комплексно-сопряженное 122
- развитие волновой функции, опи-
сываемые 19, 46, 122
- траектории по сравнению с 46
- формальное решение 126
- Уравнения Фоккера – Планка 43
- Уравнения движения взаимодействие
осциллятора с полем 102
- детерминированные 33
- для свободных частиц 107
- закон Ньютона, связывающий си-
лу и ускорение 17, 100
- канонические 101, 102
- обратимый во времени процесс,
описываемый с помощью 22
- отображения Бернулли для 77–84
- периодические отображения для
76–77
- Устойчивость и структура в неравно-
весных условиях 60
- неустойчивость на траекторном
уровне, приводящая к статисти-
ческому уровню 79
- устойчивые динамические систе-
мы 32–33, 53

- Фазовое пространство: ансамбли,
представленные в 34, 71**
- влияние резонансов на 41
- динамическое состояние, пред-
ставленное в 33, 100
- определенное 33
- состояние классической системы
в 121
- статистическое описание, учиты-
вающее микроструктуру 96
- функции распределения, учитыва-
ющие микроструктуру 87
- Фазовый переход 44, 105
- Фейнман, Ричард 46, 130
- Феноменология, стрела времени на-
правленная к 10
- Физика Галилея 9, 146
- Физика Ньютона выход за пределы
115
- закон, связывающий силу и уско-
рение 17, 100
- как абсолют 31
- как реализация поиска определен-
ности Декартом 160
- квантовая физика по сравнению с
116

- однонаправленное время, отрицательное в 9
- отклонения от 114
- пределы применимости 44, 98
- пространство и время как данное однажды и навсегда 144, 153
- течение времени, универсальное в 139, 144, 147
- уравнения движения, инвариантные относительно обращения времени 84
- *см.* классическая физика
- Физика: вероятности как основные объекты 69
- время для 55
- идеализированный мир, описываемый с помощью 28
- новая формулировка фундаментальных законов 20, 98
- область применимости 31
- популяции 36
- резонанс играющий фундаментальную роль в 42
- статистическая механика 45, 85, 88
- физика Галилея 9, 146
- эволюционный подход Больцмана к 9, 23–24
- *см.* классическая физика; космология; физика Ньютона; квантовая физика; относительность; термодинамика
- Философия время для 55
- наука отделенная от 13, 19, 68
- несчастливая история западной 16
- сосредоточенная на времени 18
- Фирц, Марк 48, 51
- Флуктуации в модели урн 71
- в неравновесных системах 61
- в условиях равновесия 60
- как многократные 141
- при Большом Взрыве 153
- происхождение 68
- Фок, Владимир А. 148
- Фотоны 150, 152
- Фрагменты распада 111
- Фракталы 38
- Фрейд, Зигмунд 67
- Фридман, Александр 154
- Функции распределения в представлении квантового состояния 127
- в равновесии 71, 107
- в статистическом описании динамических задач 85–89, 113–115
- гладкость в решениях 79
- дополнительная информация, обеспечиваемая 38
- записанные как многочлены Бернулли 86–87
- и оператор Перрона–Фробениуса 79, 84, 87
- и отображение Бернулли 80
- интегрирование 109–110
- как матриц плотности 127
- локализованные 104, 105
- микроструктура фазового пространства, принятая во внимание в 88
- множества, представленные с помощью 34
- оператор Лиувилля, определяющий эволюцию 103
- равномерное распределение 86
- эволюция во времени 102
- *см.* делокализованные функции распределения
- Функциональные пространства 38, 45, 85
- Функциональный анализ 38
- Функция и структура 59
- Хаббл, Эдвин Пауэлл 154
- Хайдеггер, Мартин 16, 18, 19
- Хаос: бифуркации, связанные с 64
- в классической физике 11
- в неравновесной физике 10

- вероятностные законы динамики для 96
- влияние резонансов на 41
- временная симметрия, нарушаемая в 97
- задача, решаемая на уровне ансамблей 79
- и пределы физических концепций 31
- индетерминизм как 54
- преобразование пекаря как хаотическое 93
- резонансы, ведущие к 102
- статистическая природа законов 38
- траектории как несоответствующие описанию 84, 97
- упрощенный пример 36–37
- условия для общего определения 137
- хаотические системы 32–33
- *см.* детерминированный хаос; законы хаоса
- Хаотические отображения 76–82
 - два типа эволюции с 94
 - *см.* преобразование пекаря, отображение Бернулли
- Хартл, Джеймс Б. 50
- Херман, Роберт 152
- Химические реакции в равновесии 62
 - направленность времени в 22
 - нелинейные уравнения для описания 62
 - необратимость в 139, 159
 - осциллирующие реакции 63, 115, 153
 - синтетическая химия 67
 - течение времени, изменяющееся в 139
- Химия, неравновесность 29, 64
- Хойл, Фрэд 145, 151
- Хокинг, У. Стивен о Вселенной, которая началась с сингулярности 157
 - о будущем науки 14
 - о мнимом времени 56, 144, 148
 - о пространственности времени 145
 - об антропном принципе 20
- Хорошие функции 85, 87, 88
- Х загадки 116
- Центр рассеяния** 104
- Цермело, Эрнст 26
- Чувствительность к начальным условиям** 32, 37, 83
- Шимони, Абнер** 51
- Шкалы Планка 154
- Шредингер, Эрвин 59, 120
- Шустер, Петер 67
- H*-теорема Больцмана 24
- H*-функция Больцмана 24
- Эверетт, Хью** 48
- Эволюция Дарвина 23, 24, 159
 - в переформированных законах физики 20
 - два типа с хаотическими отображениями 94
 - динамическая неустойчивость как условие 115
 - как многообразие в биологии 140–142
 - как эволюционирующая Вселенная 136
 - описанная в терминах вероятностей 52
 - приближение, отвечающее за 26, 27
 - функций распределения 102
 - эволюционный подход Больцмана к физике 9, 23–25
- Эддингтон, Артур Стенли 23, 57, 122
- Эйнштейн, Альберт в ансамблях 33, 36, 71

- и Спиноза 154
- и единая теория 158
- космология 153, 154
- о времени как иллюзии 9, 56, 144, 162
- о гравитации как кривизне пространства-времени 153
- о единстве природы 20
- о квантовой механике 12, 121, 134
- о космологической модели Геделя 144, 161, 162
- о науке 160
- о научном детерминизме 16
- о свободе 18
- общая относительность 45
- основные уравнения поля 153
- предсказание замедления времени 147
- специальная относительность 146
- уравнение массы-энергии 153
- Экспоненциальное затухание 124, 126
- Электромагнитные волны 102
- Элементарные частицы 104, 125
- Энергетические уровни в описании атома Бора 118–119, 129
- собственные значения, определяющие 123
- Энергия Планка 154
- Энергия: гравитационная энергия, преобразованная в материю 152, 156
- полная 71, 153
- свободная энергия в условиях равновесия 60
- сохранение 72
- уравнение массы-энергии Эйнштейна 153
- хаос, возникающий при критическом значении 41
- Энтропийное время 140
- Энтропия в качестве стрелы времени 23
- в модели Больцмана 71
- в нерелятивистском парадоксе близнецов 140
- во втором законе термодинамики 22–23, 58
- диффузия, связанная с 41
- жизнь, питающаяся отрицательным потоком энтропии 59
- и информация 27
- и необратимость 22, 23
- материя, связанная с 157
- наблюдение, увеличивающее 48
- необратимый процесс как рождение 58
- рождение Вселенной как результат взрыва 157
- течение времени, связанное с 139
- упорядочение, исходящее из 29
- энтропийное время 140
- Эпикур атомизм 15–16
- о свободе человека 15
- понятие клинамена 16, 51, 53, 115
- Эра Планка 154
- Эрмитовы операторы 123
- Эренфест Пауль и Татьяна 70, 76, 93
- д’Эспанья, Бернар 51
- Этика время, связанное с 55
- и детерминизм 13
- Эффект бабочки 32